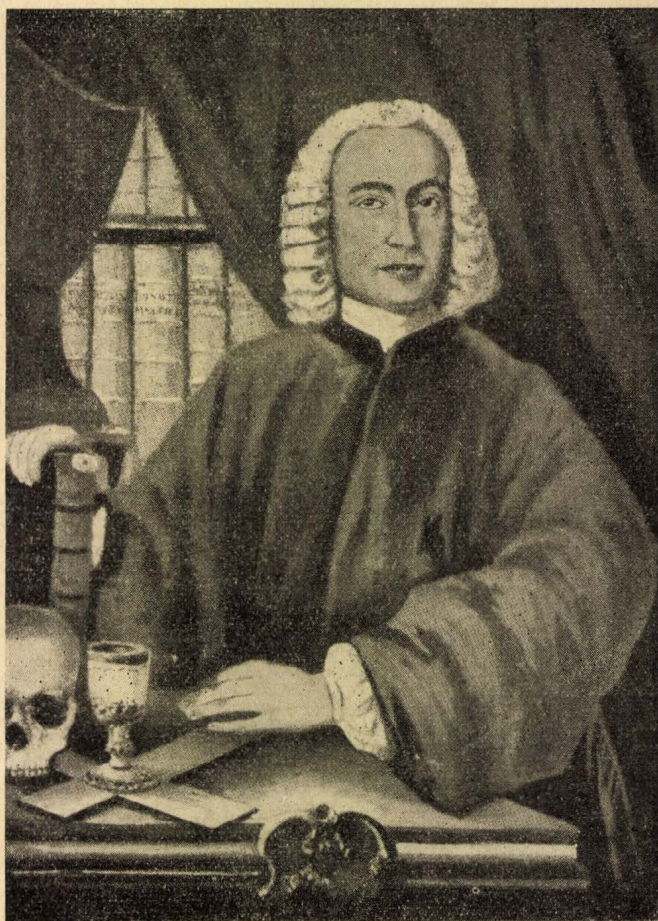


FIZIKAI SZEMLE

VII. ÉVFOLYAM
1957.

1.



EÖTVÖS LORÁND FIZIKAI TÁRSULAT



Szerkesztőbizottság :

**Bodó Zalán, Csekő Árpád, Faragó Péter, Keszthelyi Lajos, Marx György,
Szalkai Ferenc, Szigeti György, Tarján Imre, Túrinné Frank Zsuzsa, Vermes Miklós**

Szerkesztőbizottság titkára : Túrinné Frank Zsuzsa

Szerkesztőség: Budapest, V., Reáltanoda utca 13—15. Eötvös Loránd Fizikai Társulat
Távbeszélő: 187-423

Kiadóhivatal: Akadémiai Kiadó, Budapest, V., Alkotmány utca 21.
Távbeszélő: 111-010 *

Terjeszti a Posta Központi Hírlapiroda Vállalat
Budapest, V., József nádor tér 1. Telefon: 180-850
Előfizetés, személyes ügyfélszolgálat: József nádor tér 1., üzlethelyiség. Telefon: 183-022.
Csekkszám: 61257.

Előfizetés egy évre 30,— félévre 15,— Ft; egyes szám ára 6,— Ft

Megjelenik évente hatszor

TARTALOMJEGYZÉK

Jakucs István—Barna Péter: Hatvani István
Kiss Dezső: Régészeti kormeghatározás C^{14} -el
W. E. Lamb: A hidrogénatom finomszerkezetéről
Marx György: A kvantumfizika elemei
Kulin György: Az Arend—Roland üstökös

A FIZIKA TANÍTÁSA

Csekő Árpád: Elektromágnes zárási és nyitási áramerősségének vizsgálata

EGYESÜLETI ÉLET—HÍREK

KÖNYVSZEMLE

A FIZIKAI TUDOMÁNY HALADÁSÁBÓL

СОДЕРЖАНИЕ

И. Якуч—П. Барна: Иштван Хатвани
Д. Кушин: Определение археологических эпох методом C^{14}
Ламб: О тонкостроении водородного атома
Дь. Маркс: Основы квантовой физики
Дь. Кулин: Комета Арэнд—Рольанд
А. Чеке: Проверка интенсивности тока электромагнита при замыкании и размыкании
ИЗВЕСТИЯ ИЗ ЖИЗНИ ОБЩЕСТВА ФИЗИКОВ
ИЗ УСПЕХОВ ФИЗИЧЕСКИХ НАУК
ОБЗОР КНИГ

INHALT

I. Jakucs — P. Barna: István Hatvani
D. Kiss: Archäologische Zeitalterbestimmung mit C^{14}
W. E. Lamb: Über die Feinstruktur des Wasserstoffatoms
Gy. Marx: Die Anfangsgründe der Quantumphysik
Gy. Kulin: Der Arend—Roland'sche Komet
A. Csekő: Untersuchung der Schliessungs- und Abschaltstromstärke eines Elektromagnets
NACHRICHTEN — AUS DEM VEREINSLEBEN
FORTSCHRITTE DER PHYSIK
BUCHBESPRECHUNG

Cimképünk: Hatvani István (Weiss János nagyszebeni művész festménye nyomán.)
(Jakucs István—Barna Péter cikkéhez)

A kiadásért felelős: az Akadémiai Kiadó igazgatója

Műszaki felelős: Szöllősy Károly

A kézirat beérkezett 1957. I. 25. Terjedelem: $4\frac{1}{2}$ (A/5) ív

Ez a folyóirat az MNOSZ 3405 és 5602 Á szerint készült

Akadémiai Nyomda, Budapest, Gerlőczy utca 2. — 41568/57 -- Felelős vezető: Puskás Ferenc

A FIZIKAI SZEMLE VII. ÉVFOLYAMÁNAK TARTALOMJEGYZÉKE

TUDOMÁNYOS CIKKEK

<i>Almár Iván</i> : Kutatómunka mesterséges holdakkal	52
<i>Boros János</i> : Gyulai Zoltán 70 éves	179
<i>Bozóki György—Sándor Tamás</i> : Kísérleti eredmények a kozmikus sugárzás instabil részecskéinek kutatásában	98
<i>E. H. S. Burhop</i> : Alapvető magfizikai kutatások Nagy-Britanniában	82
<i>Egyed László</i> : A nemzetközi geofizikai év magyar feladatai	93
<i>O. R. Frisch</i> : Új energiaforrás	73
<i>Flórián Endre</i> : Természetes és mesterséges radioaktív anyagok a légkörben	149
<i>György Géza</i> : Az elemi részek családfájának megismerése felé	110
<i>C. Heber</i> : Megjegyzések a tér-idő kontinuum kiméréséhez	139
<i>Horváth Árpád</i> : Jedlik Ányos	139
<i>Jakucs István—Barna Péter</i> : Hatvani István	3
<i>Kisdiné Koszó Éva</i> : Protonok atommagbéli sűrűségeloszlásának vizsgálata	95
<i>Kiss Dezső</i> : Régészeti kormeghatározás C^{14} -gyel	10
<i>Kulin György</i> : Az Arend—Roland üstökös	27
<i>W. E. Lamb</i> : A hidrogénatom finomszerkezetéről	16
<i>Nagy Károly—Szabó János</i> : A folyékony hélium I.	168
<i>Nagy Károly—Szabó János</i> : A folyékony hélium II.	194
<i>Marx György</i> : A kvantumfizika elemei I.	21
<i>Marx György</i> : A kvantumfizika elemei II.	62
<i>Marx György</i> : A kvantumfizika elemei III.	120
<i>Marx György</i> : Tükrözésszimmetrikus-e a természet?	156
<i>Neumann János</i>	85
<i>Simonyi Károly—Pócs Lajos</i> : A szabályozható fúziós energiatermelés megvalósításának lehetőségeiről	39
<i>Sorok egy meglepő felfedezésről</i>	65
<i>Szabó Gábor</i>	20
<i>Tarján Ferenc</i>	31

A FIZIKA TANÍTÁSA

<i>Benkő Károly—Tóth Lajos</i> : Az inga lengési idejének függése a nehézségi gyorsulástól	78
<i>Bodócs István</i> : Indukált áramlökések iránymeghatározásának új módszere	81
<i>Csekő Árpád</i> : Elektromágnes zárási és nyitási áramerősségének vizsgálata	29
<i>Koczkás Gyula</i> : Egyszerű kísérleti eszköz a felületi feszültség kimutatására Pohl szerint	200
<i>Koczkás Gyula</i> : Az elektromágneses lencse demonstrálása Crookes-csővel	200
<i>Kovács Mihály</i> : Egymásra merőleges rezgések összetétele	128
<i>Madas László</i> : A demonstrációs csille	78
<i>Párkányi László</i> : Az indukált feszültség kimutatása sűrűtűs elektroszkóppal	84
<i>Tarnóczy Tamás</i> : Fizikusképzés Göttingában	174

KÖNYVSZEMLE

A Magyar Tudományos Akadémia Központi Fizikai Kutatóintézetének Közleményei IV. kötet 5—6. számá- nak ismertetése	135
Csillagászati Évkönyv 1957.	203
<i>Fenyves Ervin</i> : Atommag sugárzások mérése	203
<i>Horváth János</i> : Elméleti optika	33
Magyar Fizikai Folyóirat IV. kötete 3—4—5—6. számának ismertetése	33
Magyar Fizikai Folyóiratról	88
<i>O. Richter—R. Voss</i> : A finommechanika szerkezeti elemei	204
<i>H. Zemanek</i> : Információelmélet	32

A FIZIKAI TUDOMÁNY HALADÁSÁBÓL 35, 90, 135, 176, 205

EGYESÜLETI ÉLET — HÍREK 30, 85, 119, 175, 202

THE HISTORY OF THE
CITY OF BOSTON

FROM THE FIRST SETTLEMENT
TO THE PRESENT TIME

BY NATHANIEL BENTLEY

IN TWO VOLUMES.

VOLUME THE FIRST.

BOSTON: PUBLISHED BY
J. B. LEECH, 15 N. MARKET ST.

1845.

NEW YORK: PUBLISHED BY
J. B. LEECH, 15 N. MARKET ST.

1845.

NEW YORK: PUBLISHED BY
J. B. LEECH, 15 N. MARKET ST.

1845.

NEW YORK: PUBLISHED BY
J. B. LEECH, 15 N. MARKET ST.

1845.

NEW YORK: PUBLISHED BY
J. B. LEECH, 15 N. MARKET ST.

1845.

NEW YORK: PUBLISHED BY
J. B. LEECH, 15 N. MARKET ST.

1845.

NEW YORK: PUBLISHED BY
J. B. LEECH, 15 N. MARKET ST.

1845.

NEW YORK: PUBLISHED BY
J. B. LEECH, 15 N. MARKET ST.

1845.

NEW YORK: PUBLISHED BY
J. B. LEECH, 15 N. MARKET ST.

1845.

NEW YORK: PUBLISHED BY
J. B. LEECH, 15 N. MARKET ST.

1845.

NEW YORK: PUBLISHED BY
J. B. LEECH, 15 N. MARKET ST.

1845.

NEW YORK: PUBLISHED BY
J. B. LEECH, 15 N. MARKET ST.

1845.

FIZIKAI SZEMLE

AZ EÖTVÖS LORÁND FIZIKAI TÁRSULAT LAPJA

VII. évfolyam

1. szám

1957. február

Hatvani István

(1718—1786)

A XVII. és XVIII. században a debreceni Kollégium tanárai főként a hollandiai és svájci egyetemeken tanulnak. Hollandiából magukkal hozzák Descartes szellemét, a természettudományok iránti érdeklődést. A reáltudományoknak ebben az időben is számos híres professzora van, kik külföldön is ismertek. Maróthi György (tanár 1738—1744) híres „Arithmetica”-ja (1743) megveti a matematikatanítás alapjait. Különös jelentősége, hogy magyar nyelven jelenik meg és a szakkifejezéseket is igyekszik nyelvünk képezte fogalmakkal kifejezni. Sárvári Pál (tanár 1795—1839) is a legkiválóbbak közül való. Sok értékes jegyzete maradt ránk, tankönyvet sajnos nem adott ki. Kerekes Ferenc (fizikatanár 1839—1850) a két Bolyai elől megnyerte a lipcsei Jablonovszki-társaságnak az imaginárius számokra kitűzött pályadíját. Marburgi diák korában tanárnak hívták a pétervári egyetemre.

Legnagyobb népszerűsége Hatvani István (1749—1786) tett szert, nemcsak legendás híre miatt, de mint komoly tudós is rászolgált erre. Külföldi tanulmányai alatt annyira kitűnt, hogy meghívást kapott heidelbergi, marburgi majd leydeni katedrára. Ő ehelyett a debreceni Kollégium, szeretett iskolája meghívását fogadta el, „többre becsülve a szegény sorsot a fényes helyzetnél”. (2)

Hatvani István 1718. november 21-én született Rimaszombatban. Szülei Hatvani Gergely könyvkötő és Mester Judit. Gyermekkorában beteges volt, talán ez vitte később az orvosi pályára. Alsó iskoláit szülővárosában végzi. 1734-ben Losoncra megy. Itt igen kedves tanára Kármán András, kihez később is többször visszatér földrajzi és történelmi ismereteit pótolni. Innét 1736. február 24-én Kecskemétre megy.

Tanára, Marjai Ferenc halála után a révkomáromi iskola „praeceptora” lesz* (1737).

* Az anyaiskola — particula felépítésű iskolarendszer sajátosan magyar, az európai iskolázás történetében egyedülálló intézmény. A debreceni Kollégiumnak a XVII. sz. elején 125 particulája van, ezeknek egy része teljes gimnázium, esetleg csonka akadémia (egy-két filozófiai évfolyam), egy része pedig csonka gimnázium. Vezetőjük a rector, munkatársai praeceptorok, akik az anyaiskola növendékei sorából kerültek ki. Szolgálati idejük 2—3 év. — A népnevelés munkáját századokon keresztül ezek az anyaiskolák végezték particuláikon keresztül. Így tanítási rendszerük, világnézetük az egész országra kiterjed.

Révkomárom a debreceni Kollégium particulája, s így rectort onnét, praeceptort pedig Kecskemétről kap. Hatvani ezt az állást nem szívesen vállalta. Tovább akar tanulni, de anyagi helyzete miatt mégis kénytelen elfogadni. Egy évet tölt itt. 1738-ban beiratkozik a Kollégiumba, de a fellépett pestisjárvány miatt csak 1741. április 6-án lesz togátus diák. Tudásával annyira kitűnik, hogy 1742 augusztusában a latin ékesszólás osztályának praeceptora, 1744-ben az oratorok és logikusok praesese (akadémiai osztályok tanítója).

Tanárai olyan kiváló tudósok, mint Piskárkosi Szilágyi Márton (1716—1747) a dogmatika, Tabajdi Sáska János (1724—1751) az írásmagyarázat tanára. Matematikát Maróthi Györgytől hallgat. Philosophia naturalis-t, kísérleti természettant Piskárkosi Szilágyi Sámuel (1742—1759) ad elő. E tárgynak már komoly hagyománya van: Szilágyi Tönkö Márton kísérletekkel illusztrált előadását, a hagyomány szerint, Apafi fejedelem 1681. szeptember 10-én nagy érdeklődéssel hallgatja meg és 50 arannyal jutalmazza. — Érthető tehát, hogy a jó képességű és szorgalmas Hatvani érdeklődését mindezek a tárgyak megfogják, komolyabb elmélyülésre készítetik.

Külföldi tanulmányútja

Az akkori idők szokása az, hogy a kollégiumi tanulmányok befejezése után, illetve az ezutáni rektoroskodást, vagy praeceptorokodást követően a tehetségesebb diákok külföldi egyetemekre mennek részben a saját pénzükön, részben az ifjúsági házi pénztár és más pártfogók költségén. Ez kitüntetés, gyakran azzal a céllal, hogy az illető visszatérve majd a Kollégium professzora lesz.

Így indul el Hatvani is Debrecenből 1745. október 12-én, Baselbe. Naplóiban (1), (7) érdekesen írja le utazásának részleteit. Útközben Augsburgban az elektromos kísérletekkel ismerkedik meg. Baselbe 1746. május 10-én érkezik.

Itt egy év alatt leteszi a lelkészi vizsgát. Benyújtja teológiai doktori értekezését (1747. június 17.), melyet „dispután” megvédett. Tanárai kijelentették, hogy „ritkán hallottak nagyobb felkészültségről tanúskodó vitatkozást a teológiai

doktori fok elnyeréséért" (1). Értekezésének címe : „Animadversiones Theologico-Criticae.”

1746. november elején beiratkozik az orvosi fakultásra is. Érdekes megjegyezni, hogy fiziológiát Bernoulli Dánieltől, a híres matematikustól hallgat. 1748 áprilisában orvosdoktorrá avatják. Értekezésének címe : „De aestimatione morborum ex facie.” (A betegségeknek az arcból való felismerése.)

Közben 1747-ben meghívják Debrecenbe a matematika-fizika tanítására. Hogy ennek is becsülettel eleget tehessen, matematikát is hallgat Bernoulli Jánostól (élt 1667—1748) és fiától Dánieltől (élt 1700—1782).

Baselből 1748. április 20-a körül Utrechtben át Leydenbe megy. Itt Lulofot, a matematika tanárát és Musschenbroekot,* a fizika híres tanárát hallgatja. Jelen van Musschenbroek kísérleti bemutatásain is. Velük és Aleman franeckeri **tanárral résztvesz az 1748. július 25-i holdfogyatkozás megfigyelésében. A Hevel-féle távcsővel dolgozik, a hold fázisait és az elsötétedés mozzanatait figyeli.

Tudását sokra értékelték, s ezért tudós barátai foglalkoztak azzal a gondolattal, hogy valamelyik egyetemen tanszékekhez juttassák. Könnyen elérhette volna, hogy akár a hiedelbergi, akár a marburgi, leydeni egyetem teológiai, orvosi vagy bölcsészeti karára meghívást kapjon, de a népét és egyházát rajongásig szerető Hatvani elsősorban a „földre tiport magyar protestáns egyházon” akar segíteni. Úgy véli, hogy rá legnagyobb szükség a sanyargatott anyaiskolában van.

Debreceni tanársága

Debrecenbe visszatérve, a filozófia és matematika tanszéket 1749. január 17-én foglalja el. Székfoglaló értekezését „A matematika haszna a tudományokban” címen tartotta meg. Ebben azt fejti ki, hogy a matematika következtetéseiben sohasem téved s ezért e tudomány módszereit, alapelveit kell megismernünk, hogy azután ezek segítségével az igazságokat könnyebben megtalálhassuk, s biztos következtetésekkel, minden tévedés nélkül legyünk képesek újabb igazságokat leszűrni (1). Megállapítja, hogy matematika nélkül a legegyszerűbb fizikai jelenségeket, törvényeket sem lehet megérteni. Kitér a matematika néhány alkalmazási területére. A mezőgazdaságban, technikában, vízvezetékek, épületek tervezésénél, örökségek felosztásánál, terhek emelésénél, valamint haditechnikában nélkülözhetetlen. Rámutat arra, hogy a matematikai tudomány a hazai iskolákban mennyire elhanyagolt,

* Musschenbroek Péter híres holland fizikus és orvos, Newton tanítványa. Kísérleti fizikát tanít és Newton tanait. Sok tudós társaság tagja.

** Franechera, Franequera, Franecker a neve. Lásd : Graesse Orbis latinus Dresden, 1861. Könyvekben sokszor előfordul Franeckeri is.

bár a debreceni Athenaeum előjárói annak fontosságát már korán, a XVI. század végén felismerték, s ennek tanulására alkalmat adtak. Ebben a korban minden tudomány természetesen a teológia szolgálatában áll, de amint látjuk, Hatvani már a gyakorlati felhasználást is fontosnak tartja.

Előadásairól sajnos csak 1757-ből származó önéletrajzából nyerhetünk közvetlen felvilágosítást. Ebben felsorolja, hogy állásának elfoglalása idején milyen előadásokat tartott és milyen forrásmunka alapján. Előadott filozófia történetet Heineccius után ; filozófia alapelveit ; Ontológiát Winkler után ; Theologia naturalist Winkler szerint ; Cosmológiát ; Physica generalist ; Kísérleti fizikát, belefoglalva a kémia, botanika, orvosi fiziológia, geográfia, hidrosztatika elemeit, a teljes mechanikát és a csillagászat elemeit, (kísérleteket az előadóterem hideg volta miatt télen nem végzett); Erkölcostant ; A népek természetjogát Heineccius nyomán ; Derham Physico-Theológiáját.

Önéletrajzában feltünteti, hogy előadásai mennyi időre terjedtek s milyen terjedelmű kéziratai voltak. Az látszik, hogy előadásaira nagyon alaposan készült, például kísérleti fizika jegyzete 76 plagula volt. (Plagula Párisz-Pápai szótára szerint „egy árkus papíros”). E komoly munkát igényelt jegyzeteiből eddig még egyet sem sikerült megtalálni, könyv alakjában pedig egyiket sem adta ki. Csak 1956 elején Sinai Miklós kéziratai között került elő egy kisebb, Hatvani előadását tartalmazó jegyzet. De sajnos ez sem közvetlenül fizikai tárgyú, növényekkel és állatokkal foglalkozik. E tárgyak is abban a korban a fizika körébe tartoztak. A jegyzet címe : „Praelectiones in Winkleri Instit. Ph. Nat. Concinnatae a Cl. Hatvani.” Tehát : „Winkler : Institutiones Philosophiae Universae előadásai után rendbeszedve clarissimus Hatvani által.” Látszik, hogy nem Hatvani írta, hanem előadása nyomán készült. A jegyzet §-okra van osztva, az 1508. §-al kezdődik és az 1582. §-sal végződik. Tehát egy nagyszabású jegyzetről van szó. Winkler*** fejezeteit, azok címeit átveszi, de nem szolgai módon ragaszkodik hozzá.

Tanársága alatt végig e tárgyakat taníthatta. Erre a tanári kar állásfoglalásából lehet következtetni, melyet a Ratio Educatinis bevezetésének elhárítása érdekében, 1778-ban fejtett ki. Hatvanival kapcsolatban ugyanezeket a tárgyakat sorolja fel, melyeket a mélyebb és szélesebb előadások megértése céljából kisebb csoportokban ad elő, és az átfogóbb előadásokat, „melyeket minden idejű deáknak szükséges és illendő tanulni”.

Az előzőekből láthatjuk, hogy sok egyéb tárgy mellett Hatvani már kémiát is tanít, 1750-től kezdve. Ő maga jegyzi meg 1777-ben

*** Johann Heinrich Winkler (élt 1703—1770), Wolfiánus filozófus, a lipcsei egyetemen professzor, Goethenek is tanára.

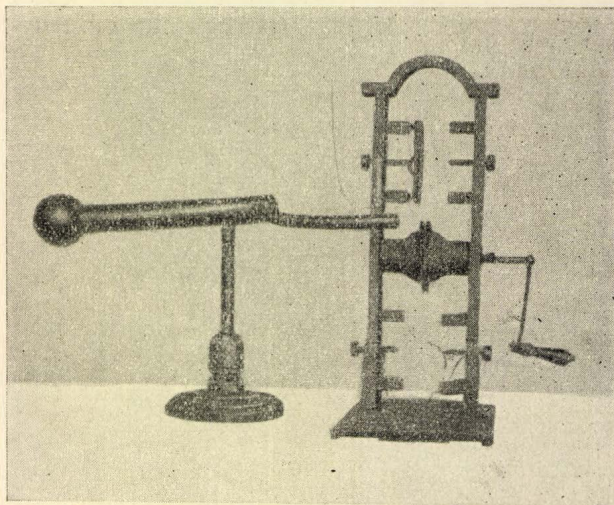
Bécsben megjelent munkájában (Thermae Varienses examini physico et medico subjectae etc. Praefatio § V.), hogy ezt a tudományt Magyarországon ő kezdte először tanítani.

Hatvaninak, mint tanárnak nagy gondja volt diákjaira. Az ifjúságnak igaz barátja, vezetője volt. A kiváló, szorgalmas diákokat kedvelte és pártfogásába vette. Így Pálóczi Horváth Ádámot, mikor az iskolaszék korhelykedés miatt 18 botütésre és a Kollégiumból való kicsapásra ítélte, Hatvani közbelépett, s így csak két botütést kapott és a Kollégiumba is visszavették. De az ismételten elkövetett fegyelemsértés és a felsőbb-ség iránti tiszteletlen magatartása miatt a tóga levetésére és a Kollégiumból való kizárásra ítélte Márton Istvánt, a pápai Kollégium későbbi híres tanárát, kalodába valónak nevezi. Gondja van diákjai egészségére is. Mint kiváló orvos, a Kollégium egészségügyének irányítását kezébe veszi. Kezdeményezésére nyitja meg a coetus scholasticus 1752-ben a betegek pénztárát, hogy a rászorult ifjúságot gyógykezelésben lehessen részesíteni és gyógyszerekkel ellátni. Később betegszobákat állítottak fel és 1760-ban már, amint a számadásokból is kitűnik, ápolót is alkalmaznak (1). Ő tekinthető az első iskolaorvosnak.

Hatvani tanársága a Kollégium külső háborgatásának idejére esik. A Bécsi Udvar gyarmatosító politikája különös súllyal nehezedett a protestánsokra, mert az általános nemzeti elnyomás számukra vallási elnyomással párosult. Jól látták és tudták, mit jelent céljaik elérésében, ha elveszik, megbénítják a nép művelődését adó, a nemzeti öntudatot ébrentartó kollégiumait, ezek iskolahálózatát, particuláit. Az iskolák működését külön engedélyhez kötik. Elnémítják a pataki és pápai kollégiumot, a debreceni ellen pedig erős harcot folytatnak. Ezt az iskolát meghagyják, a lelkészképzést nem akarják teljesen megszüntetni, de meg kívánják szabni az előadások anyagát, az oktatás módját. A tanítás nyelvül a németet írják elő, nemcsak a Kollégiumban, hanem vidéki, még meghagyott particuláiban is. A császár iránti teljes hűséget és alattvalói alázatot követelnek. Tehát a Kollégiumot, mint olyat csak látszatra hagynak meg. A Kollégium vezetőségének, a professzori karnak, a helyzetnek megfelelő, határozott és igen nagy erőfeszítéseket igénylő ellenállása vagy célszerű alkalmazkodása azonban e törekvéseket megakadályozza. Hatvani erről az időszakról egyik levelében így ír: „Csaknem első idejővelemtől fogva többi tanítótársaimmal együtt éjjel és nappal való szomorúságban és bánatban, félelmek és rettegések között töltöttük el napjainkat” (1).

E harcoknak aktív résztvevője. A zsarnoki hatalom, hogy a Kollégiumot életképtelenné tegye, az ellenállást megtörje, megvont tőle minden anyagi támogatást, megtiltotta a városi járandóság kifizetését. De megtiltotta azt is, hogy az iskola számára gyűjtést indítsanak. A professzori kar, hogy az iskola működését valahogyan biz-

tosítsa, a külföldi protestáns államokhoz fordul segítségért. A körlevelek megírásában részt vesz Hatvani is. A kérés eredménnyel jár, amiben nagy szerepe van nagyszámú külföldi tudós ismerősének és barátjának. 1778-ban tiszti keresetet indítanak ellene, mert elfogják Saly Sámuel debreceni diákok, ki a Kollégium számára gyűjtött és ajánlólevelét Hatvani is aláírta.



1. ábra. Dörzs-elektromos gép 1749-ből (korongja eltört)

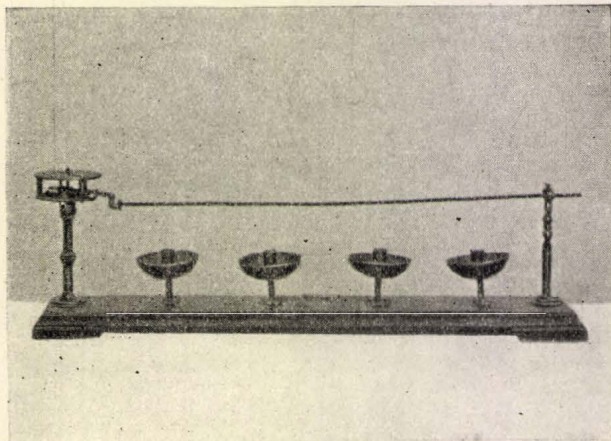
1763. szeptember 16-án királyi nyomozóbizottság jelenik meg, hogy megvizsgálja a Kollégium belső állapotát. Megidézi a professzorokat, hogy szolgáljanak neki a szükséges felvilágosításokkal. A professzorok a felszólításnak nem tesznek eleget, mert a bizottságot nem ismerik el idéző hatóságnak, és a vizsgálatot jogtalanannak tartják.

Részt vesz több küldöttségben, Domokos Lajos, Debrecen nagyhírű főbírájával, az Udvarral való tárgyalásokon. 1781-ben Bécsbe megy, a protestáns egyházak sérelmeivel kapcsolatos tárgyalásokra. A Ratio Educationis-sal kapcsolatban tárgyal 1782-ben Pozsonyban és 1784-ben Bécsben.

A Kollégium vezetősége, hogy a kor kívánalmának eleget tegyen, s így az államhatalom jogos beavatkozása ellen védekezzék, a tanítási rendszer korszerűsítését határozza el. 1770-ben elkészíti a Methodust, mely már rendszeres tanterv az alsófokú iskola számára. Ez tulajdonképpen Maróthi György reformeszméin alapul és nem annyira új tanítási rendszer, hanem a már meglevő gyakorlat lerögzítése. Sok, igen hasznos módszertani utasítást tartalmaz.

Megjelenik a Ratio Educationis, mely ellen a Methodus mégsem elég. A Ratio nemcsak a módszert, hanem a szellemet is meg akarja változtatni, ami a Kollégium nevelését lényegében érinti. Ennek erőszakolása ellen számos tiltakozás születik, mely eredménnyel jár. Azonban nem szűnhetett meg az a belülről fakadó igény, hogy az akadémia elavult tanítási módszerét meg ne újít-

sák. Az előadások anyaga, beosztása teljesen a professzorokon múlik. Így azok néha túl terjengősek, nem jutnak előre. Megemlítik például Sinairól, hogy 25 évi tanársága alatt világtörténelmi előadásában nem tudott előbbrejutni, csak valahogy a középkor derekájáig. Tankönyvek csak igen kis példányszámban állnak rendelkezésre, így a diktálás elavult módszerét kell követniök. Az új, korszerű tanítási rendszer elkészítésének legfőbb mozgatója Domokos Lajos főbíró, a felvilágosult, európai műveltségű, határozott egyéniség. Sürgetésére a superintendencia (püspökség) elkészítteti az akadémia tanítási



2. ábra. Musschenbroek-féle tűzmérő 1776-ból

rendjét, az Ordo Studiorumot. Megszabja az előadások anyagát, a használandó tankönyveket, órarendet állapít meg. A professzorok, közöttük Hatvani is, Sinai Miklóssal az élen, erélyesen tiltakoznak ez ellen a „durva” beavatkozás ellen.

Kissé meglepő, hogy a nagyműveltségű, felvilágosult Hatvani is e belső harcban az ellenzékhez csatlakozik. Magatartására talán a következő megnyilvánulások adnak magyarázatot.

1777-ben Sinai fogalmazásában a professzorok kifejtik, hogy a tanítás régi módszere megtartandó, „Mert — szól az indokolás — vagy relaxálni fogja Ő felsége instanciánkra az állami directiot, vagy nem. Ha relaxálja, megmaradhat a régi tanítás módja, mint amely eddig is elég hasznos volt. Ha pedig nem relaxálja Ő felsége, a directorok maguk fognak minekünk rendet szabni... Nem szükséges azért minekünk ily szoros időkben, kivált a régiék felforgatásával, új methodusokat csinálni” (14).

Másrészt a professzorok sérelmesnek tartják magukra nézve az Ordo Studiorum intézkedéseit. Ez látható Hatvani 12 oldalas latinnyelvű beadványából. (Kollégiumi levéltár, Főiskola II. köteg 4. rész.) Ebben elpanaszolja sérelmeit: 1. Neki logikát írtak elő, pedig az a publicus praeceptorok dolga. 2. Wolf logikáját kell tanítania, pedig ő nem Wolfianus. 3. Neki új tankönyveket írnak elő, másoknak nem. 4. Csak az

alsó három osztályban taníthatott, amit degradálásnak érzett. 5. A nagy auditóriumban nem taníthatott. 6. és 7. Fizikai szerek pótlására semmit sem engedélyeztek.

Ezek miatt méltán mellőzöttnek érezte magát. 1782. december 21-én ezt írja: „Nem tudom, mivel érdemeltem, hogy ily móddal adódjék tudtomra, hogy tovább sem magam, sem szolgálatom nem tetszik. Azt ki-kij tudja, hogy ez statiot soha nem kerestem. Fél esztendeig vonattam magamat.” „Ha az anyaeklézsia szeretete nem tartóztatott volna, egy leckét sem tettem volna, sem a pozsonyi deputátiót nem vállaltam volna, hivatalomat abdicáltam volna.”

A professzorok minden tiltakozása hiábavaló. A hosszú harcból Domokos kerül ki győzelmesen, aki úgy látszik, eszméinek végrehajtásában könyörtelen. Az Ordo Studiorumot 1781-ben bevezetik. Az ellene vívott harc áldozata lesz Sinai Miklós és Hatvani István. 1786 februárjában nyugalomba megy és ez év november 16-án meghal.

Hatvani az orvos

Tanársága mellett gyógyítással is foglalkozott. Híres orvos, sok beteg keresi fel. Nemcsak itthoniak, de külföldiek is eljönnek hozzá. Így például az anhalti hercegség fejedelme kétszer volt „curája” alatt. Felismeri a nagyváradai fürdők gyógyerejét, s használatukat előírja. A kormány, mint a legnagyobb gyakorlattal rendelkező orvost, őt bízta meg a debreceni és Bihar megyei gyógyszerárak felügyeletével. Orvosi gyakorlata biztosít számára komolyabb megélhetést. Végrendelete szerint szép vagyont is gyűjtött.

Matematika és fizika tanítása

Arról, hogy matematikából és fizikából, mely tárgyak bennünket közelebbről érdekelnek, mit, milyen rendszerezésben és milyen kísérletekkel egybekötve tanított, sajnos, jegyzetei eltűnte miatt, nem lehet közvetlen adatot kapni. Erre egyedül a használt tankönyvek alapján és a fizikai szertár kísérleti eszközeinek ismeretében következtethetünk. Nagy segítségül jött egy régi értékes kézirat előkerülése: Újfalusi Ferenc sárándi ref. lelkész munkája 1767-ből. Erről egy ideig az volt a feltevés, hogy Hatvani előadásai után készült jegyzet. Újfalusi Maróthinak és Szilágyi Sámuelnek volt tanítványa, őket magasztalta, de a jegyzetét otthon önálló tanulása alapján készítette. Egy évig Hatvaninak is lehetett tanítványa, később pedig tanártársa: 1751-től, 1754-ig „collega” volt, más néven praeses, aki az akadémiai ifjakat a professzor vezetése mellett tanította. Így feltételezhető, hogy tudásának alapjait Hatvaninak is köszönhette. De nem hagyhatunk ilyen szempontból még valamit figyelmen kívül: azt a hatalmas mondaanyagot, mely róla, csodáival határos „mutatványairól” született.

E mondák ördögös, mágiás professzornak tüntetik fel, aki csudálatos dolgokat tud előállítani. Megidézi az ördögöt, aki feltett kérdésére nem tud válaszolni, s így szolgálatába állítja. Innét van mindentudó hatalma. Lakomájára a török szultán asztaláról varázsolja a különböző finom ételeket és italokat. Az őt sértegető barát fejére szarvat varázsol. Bort csapol az asztalából. Egy gazda, látva, hogy Hatvaninál a fehér galambnak fekete feje van és viszont, s ezeket Hatvani cserélte fel, megkéri: cserélje fel az ő csúnya arcu feleségének fejét a sógorasszony szép fejével. Farkasokat tud az asztal alá varázsolni a vendégsereg nagy rémületére, majd mosolyával elkergetni. Szegény rokonának visszajáró garast ad. És még számos, más csudálatos dolog megtételére képes. (Itt meg kell jegyezni, hogy ő maga a babonák ellen egész életében, mint felvilágosult komoly tudós küzdött.) Ezeknek az ördögös históriáknak tehát természetesen semmi alapja nincs. Mindenesetre óráit, kísérleteit nagyon izgalmasan kellett hogy tartsa, hogy diákjait így megragadta és ámulatba ejtette.

Az előadásai iránti feszült érdeklődést igen megkapóan fejezi ki Arany János, róla írt versében:

„Nincs semmi nesz. Hallgatva várnak
Jöttére a tudós tanárnak.

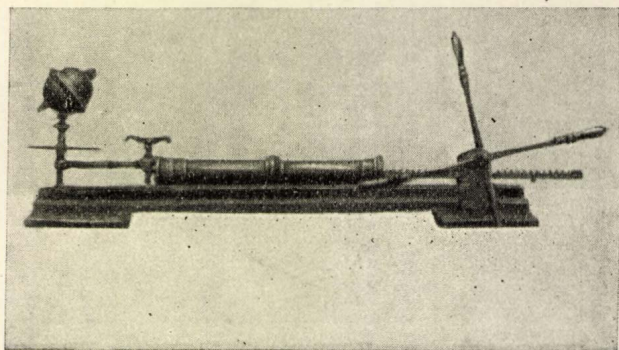
Nincs semmi zúgás, — légy ha rebben
Meghallik a népes teremben.”

A róla szóló mondákat, melyek valószínűleg már életében szájról-szájra jártak, Jókai Mór dolgozta fel a Magyar Faust című elbeszélésében.

A rendelkezésére álló tankönyvek, melyek szerint tanított, Musschenbroek és Winkler könyvei. De minden bizonnyal ismerhette még Sturm, Weidler és Wolf könyveit, melyek az említett Ujfalusi-féle kézirat szerint hozzáférhetőek voltak. Ezek alapján matematikában taníthatott az aritmetika és geometria elemei mellett a sík és gömbháromszögről, sok földmérési feladattal, továbbá differenciál és integrálszámítást is. Így nevelt kiváló mérnököket, mint pl. Pálóczi Horváth Ádám, aki anélkül, hogy máshol is tanult volna, megszerezte a mérnöki képesítést. Tanított valószínűségszámítást, mely egyik könyvének, „Introductio ad Principia Phylosophiae Solidiores”, harmadik fejezetében szerepel. Lehetséges, hogy egy kis építészettel is foglalkozhatott, mert Ujfalusi kézírataiban szerepel a „civilis” és néhol a „militaris architectura” kifejezés.

Fizikából a „Physika generalis” cím alatt tanította a szilárd testek mechanikáját, a testek általános tulajdonságait, gépeket, és pedig nemcsak az egyszerű gépeket, hanem az azokból összeállított szerkezeteket is: csigák, emelők, hengerkerék kombinációit, emelőszerkezeteket, malmokat, pl. taposómalmokat. Ilyenek rajzai Ujfalusinál is szerepelnek.

Kísérleti fizika alatt felsorolja a hidrosztatikát, a légnemű testek viselkedését. Rendelkezésre állott a szertár 1741-ben Lipcsében, Cotta János György által készített Antlia Pneumatica-ja, légszivattyúja is a hozzávaló üveg és rézhengerekkel, magdeburgi féltékékkal. A szivattyú, a többi korabeli típustól eltérően, vízszintes helyzetű. Hossza másfél méter. A dugattyú mozgatása fogasléccel történik. Volt egy hüvelyk beosztású barométere. Minden bizonnyal, bár első három évi tervében nem említi, tanított fénytant. Szertárában volt egy 41 cm átmérőjű üveglencse, laterna magica, a vetítógép őse. Vásárolt zöld üvegből készült üvegprizmákat. Volt egy 1735-ből származó gyönyörű távcső,



3. ábra. Légszivattyú 1741-ből

mely a második világháború alatt elveszett. Hőtani előadásához vásárolt hőmérőt és egy Musschenbroek-féle pyrométert, „tűzmérőt”. Ez négy gyertyatartó felett elhelyezett fémrúd, s azt vizsgálják vele, hogy melegítéskor hogyan változik a rúd hossza. Hírét minden bizonnyal leginkább az elektromosságról tartott előadásainak és az azzal kapcsolatos kísérleteinek köszönheti. Ilyen előadást ő tartott először. 1749-ben beszerez egy „electrica machinát”, mely Planta-féle, üvegkorongos. Üvegkorongja sajnos már törött. Második dörzs-elektromos gépét 1776-ban veszi. Van a szertárban Franklin-tábla és egy elektrofór, mely 1776-ból származik.

Az elektromos tűnemények megismerése ebben az időszakban kezdődik. 1752 táján vizsgálja Franklin a villámok tulajdonságát. A békacombokkal kapcsolatos megfigyelések 1756-tól kezdődnek, magyarázatukat 1786-ban Galvani adja meg. Volta 1775-ben készíti az elektrofórt. 1777-ben készíti Coulomb a róla elnevezett mérleget. Az elektromos indukciót majd csak 1831-ben fedezi fel Faraday. Látjuk, hogy Hatvani kísérleti eszközei és így nyilván előadása és kísérletei mennyire korszerűek voltak.

Érdemes még azt is megemlíteni, hogy Hatvani a fizikai szerek javításáról és újak készítéséről is gondoskodott, mert egy Kabai Mihály nevű mechanikust a Kollégium költségén külföldre küldette tanulni. Ez szinte egyedülálló

az országban. Kabai munkásságáról azonban már csak utódai alatt maradtak fenn feljegyzések: ő javította az említett légszivattyút, készített egy hodométert, útmérőt és egy szép nagy fali állóórát.

Ezekén kívül biztosan még több kísérleti eszköze is volt. Természetesen, amint maga is felsorolja, tanított csillagászatot is. Nagyon valószínű, hogy foglalkozott az időszámítással, nap-



4. ábra. Hevelius-féle éggömb 1702-ből

tárakkal és napórákkal. A szertár régi eszközei között sok napóra volt. Található itt 1700-ban készült, Hevelius-féle éggömb, mely a legrégebbi eszköze a szertárnak és hivatalos megállapítás szerint az egész országban is a legrégebbi fizikai szer, 1702-ből származik.

Érdemes még megemlíteni, hogy kapcsolatban állt Hell Miksa bécsi professzorral, magyar származású csillagással, aki 1769-ben a dán király megbízásából Vardóban tanulmányozta a Vénusnak a Nap előtt való átvonulását, s ez alapon a Nap parallaxisát a legpontosabban határozta meg. Hatvani meghatározza, elsőnek, Debrecen földrajzi szélességét. Bernoulli Dániel Magyarországra a 45–50 szélességi kört gondolja, Hatvani pontosan akarja tudni. 1757. június 7-én gnomonnal megmérte a Nap magasságát. 66 fok 3 percnél találta. Kivonta belőle az egyenlítő magasságát: 23 fok 28 percet. Eredményül, kivonva 90 fokból, a 47 fok 25perc jó eredményt kapja.

Hankó (4) és S. Szabó (6) azt állítják, hogy Hatvani tanított először kísérletekkel fizikát. Ez így nem állítható, mert már előtte Szilágyi Sámuel kísérletezett, s Maróthinak is voltak fizikai eszközei, mert a feljegyzések szerint eszközeit halála után a Kollégium megvásárolta. De még tovább

mehetünk, mert, ahogyan már említettük, a hagyomány szerint Szilágyi Tönköl Márton is végzett kísérleteket 1681 körül. Van tudásunk arról is, hogy abban az időben a többi Kollégiumban már szintén mutattak be kísérleteket. Hatvani érdeme azonban, hogy abban az időben, amikor a természettudományt a filozófia részeként tanították, felismerte a kísérletek igazi jelentőségét s ezért igyekezett előadásának minden részéhez kísérleti eszközöket beszerezni. Tehát Hatvani nem a spekulatív hipotézisek, hanem a természettudomány haladását biztosító induktív empirikus módszer híve, melyben a tapasztalatnak, a kísérleteknek alapvető jelentőségük van.

Hatvani István munkáját már életében elismerték, nagyrabecsülték. Neve szerepel összefoglaló munkákban, újságok elismerő bírálatában. Horányi Alexius 1776-ban felveszi az orvosokról készített bibliográfiájába (10). Wesszprémi István Succintájában felsorolja munkáit 1781-ben. Egy egykorú lipcsei újság így ír „Introductio... etc” filozófiai munkájáról: „Pompásan megírt összefoglaló munka”, „a tudományágak páratlan tisztaságban világosodnak elő és határolódnak el”. Di-



5. ábra. Elektrofor 1776-ból

cséri a valószínűségszámításról írt részt is: „a kiváló példáival világosított tudományt”.

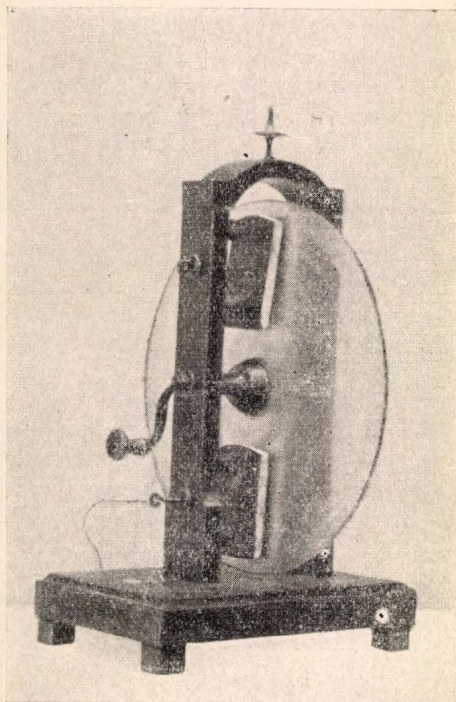
Befejezésül és végső jellemzésül álljon itt pár sor abból a búcsúztatóból, melyet Naszályi János, a poéták publicus praeceptor a írt halálakor:

„Maga iránt itten mihelyt beköszöntött
Tanítványaiba szeretet öntött...

„Volt a Physicában Kepler, Leibnitz,
[Newton

Kikkel az egekben járt csaknem egy
[uton...]
„Széles Európa csudálta munkáját,
Szedte is sok ízben dícséret pálmáját...
Orvosi kezéről sok beteg szólhatna
S gyógyulása felől tudományt adhatna.
Szólhatna sok szegény, gróf és báró,
Ki már a halál völgyében volt járó,
Kiket mintegy újra e világra hozott
S nekik megújulást s életet okozott.”

Jakucs István — Barna Péter
(Debrecen) (Budapest)



6. ábra Dörzs-elektromos gép 1776-ból

Hatvani nyomtatásban megjelent munkái

1. *Animadversiones Theologico-Cristicae*. Teológiai doktori értekezése. Megjelent Baselben 1747-ben és a *Museum Helveticum* kiadásában 1748-ban.
2. *De Aestimatione Morborum ex Facie*. (A betegségeknek az arcból való felismerése). Basel, 1748. Orvostudományi értekezése.
3. *Oratio Inauguralis de Matheseos utilitate*. Megjelent: *Museum Helveticum*. Turici. MDCCLI. Particula XX. pag. 531—556. Tanári székfoglaló.
4. *Introductio ad Principia Philosophiae Solidioris*. Debrecen. 1757.
5. *De Jure Summorum Imperantium in Religionem et lonscientiam Civium Commentatio*. Harmadik részében egy 1754-ben tartott előadását közli: *Oratio de*

Philosophiae Utilitate in Theologia. Név nélkül jelent meg Baselben 1757-ben.

6. *Heidelbergi Káté*. Baselben adja ki 1754-ben, magyarul.

7. *Az Úri Szent Vacsorára Megtanító Könyvecske*. Basel 1740. Magyar nyelven, név nélkül jelent meg.

8. *Thermae Varadiensis*. Bécs 1777. Ebben a nagyváradi fürdők hőforrásait elemzi kémiai és orvosi szempontból. Közli ebben egyik-másik értekezését a sókról: *Dissertatio de Natura Salium*.

9. *Tabula Hungariae Delineata Juxta Observationes C. D. Steph. Hatvani*. 1782. (Térképek.) Ez a könyv nincs meg a Koll. Nagykönyvtárban (3).

10. *Modesta Disquisitio*. 1785. (Szerény vizsgálódás, hogy vajon a filozófia mely fejezeteit lehet tanítani a különböző felekezeti iskolákban a vallás sérelme nélkül.)

Nyomatott könyvein kívül cikkei is jelentek meg külföldi folyóiratokban. Közli az 1770. január 18-án észlelt északi fény leírását, az 1769. évi üstökös pályájának kiszámítását stb. Ezért ismerték nevét és általa a Kollégiumot is az angol, francia, olasz, svájci, német és pétervári tudósok is (3).

IRODALOM

1. Dr. Lósy-Schmidt Ede: *Hatvani István élete és művei*. 1931.
2. Révész Imre: *Hatvani István. Vasárnapi Újság*. 1871. 6. szám. 69—71. lap.
3. Szinnyi József: *Magyar írók élete és munkái*.
4. Hankó Vilmos: *Régi magyar tudósok és feltalálók*. Magyar Könyvtár 439. sz.
5. Dr. Szilády Zoltán: *Ki volt az első magyar fizikus? Uránia*. 1910. 490—494. lap.
6. S. Szabó József: *Hatvani István. Debreceni Képes Kalendárium*. 1917. 49—52. lap.
7. Milesz Béla: *Hatvani István emlékjegyzeteiből*. Vas. Újság, 1872. 233. és 246. lap.
8. Szücs István: *Szabad kir. Debrecen város története*. 1871. III. 951—953. lap.
9. Dr. Pap Károly: *A magyar Faust életrajzához*. Irodalomtörténeti Közlemények. 26. évf. 452—467. lap.
10. Horányi Alexius: *Memoria Hungarorum et Provincialium scriptis editis notorum*. 1776. II. 76—79. lap.
11. Wessprémi István: *Succinta Medicorum Hungariae et Transsilvaniae Biographia*. II. 2. rész. 5. lap és IV. 494—495. lap. 1781.
12. A debreceni ev. ref. főgymnásium értesítője 1894/5. évről.
13. Balogh Ferenc: *A debreceni ref. Kollégium története*. 1904.
14. Nagy Sándor. *A depr. ref. Kollégium. I. Hajduhadház*. 1933.
15. Gulyás József: *A sárospataki ref. főiskola rövid története*. 1931.

Régészeti kormeghatározás C^{14} -el

Az utóbbi években bizonyos régészeti, földtani, őslénytani stb. leletek korának meghatározására egyre kiterjedtebben alkalmaznak egy sajátos, atommagfizikai eljárást, az ún. C^{14} -es módszert. Ennél a módszernél a kérdéses lelet korát a belőle kivont szén radioaktivitása alapján lehet meghatározni.

Jelen cikkben szeretnénk röviden ismertetni a mérési módszer alapelvét és vázlatosan összefoglalni főbb sajátosságait.

I.

A radioaktív C^{14} keletkezése [1]*

Földünkre a világűrből állandóan érkeznek nagyenergiájú részecskék, kozmikus sugarak. A beérkező részecskék zöme kb. 10 Bev (1 Bev = 10^9 eV) energiájú proton. Ezek a protonok összeütköznek az atmoszféra felső részében található nitrogén és oxigén atommagokkal. Az összeütközés során neutronok és újabb protonok keletkeznek; az újonnan keletkező részecskék energiája kb. 10-szer kisebb, mint az eredeti protonoké. Ezek a szekundér részecskék szintén ütközéseket szenvednek és újabb neutronokat és protonokat hoznak létre. E folyamatban, az ún. magkaskádában az egymást követő generációknál nő a részecskék száma és csökken az egy részecskére eső energia. A magkaskád akkor szakad meg, amikor a keletkezett termékek már nem rendelkeznek akkora energiával, amekkora újabb protonok és neutronok létrehozásához szükséges. Ez az energiaküszöb kb. 1 Mev-nél van.

A küszöbenergia alatt a protonok főleg ionizáció révén, a neutronok pedig főleg atommagokkal való olyan rugalmas, illetve rugalmatlan ütközések révén veszítenek energiát, amelyek nem vezetnek magrobbanáshoz. A lelassulás során nő annak a valószínűsége, hogy a neutronok magreakciókat (nem magrobbanást) hozzanak létre a levegőt alkotó atomokkal, és éppen ennek köszönhető a C^{14} keletkezése.

A neutronoknak az oxigénre vonatkoztatott hatáskeresztmetszete (azaz a magreakció valószínűsége) elhanyagolhatóan kicsi a nitrogénre vonatkoztatott hatáskeresztmetszethez képest. A nitrogénmag által történő neutronbefogásnak a következő három típusát mutatták ki kísérletileg, laboratóriumi körülmények között:

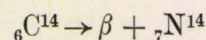
- a) ${}^7_1\text{N}^{14} + {}^0_1\text{n}^1 = {}^6_1\text{C}^{14} + {}^1_1\text{H}^1$ $\sigma_{\text{term}} \sim 1,7$ barn $E_k \sim 0$
- b) $= {}^5_2\text{B}^{11} + {}^2_2\text{He}^4$ $\sigma_{\text{max}} \sim 0,17$ barn $E_k \sim 1$ MeV
- c) $= {}^6_2\text{C}^{12} + {}^1_1\text{H}^3$ $\sigma_{\text{max}} \sim 0,01$ barn $E_k \sim 4$ MeV

σ_{term} a termikus neutronok hatáskeresztmetszetét jelenti, a σ_{max} pedig a kérdéses folyamat

maximális hatáskeresztmetszetét (1 barn = 10^{-24} cm²).

Az első reakció exoterm, tehát bármilyen kis energiájú neutronokkal végbemehet. A másik két reakció viszont endoterm; a küszöbenergia értékét feltüntettük a reakcióegyenlet mellett (E_k). A hatáskeresztmetszetekből látható hogy termikus neutronokkal gyakorlatilag csak az első reakció jön számításba.

Ennek a reakciónak a során keletkezik egy 14-es tömegszámú szénizotóp, amely radioaktív, és β -bomlás révén visszaalakul nitrogénné:



A keletkezett β -sugarak energiája igen kicsi, maximálisan 156 Kev; a legtöbb β -részecske 30 Kev körüli energiával rendelkezik [20]. A folyamat felezésideje több mérés statisztikusan súlyozott átlagaként (5568 ± 30) évnek adódott.

Az atmoszférában tehát állandóan C^{14} keletkezik. A C^{14} keletkezésének valószínűsége egyenes arányban áll a neutron-intenzitással. Ez utóbbi maximumát kb. 10 km magasságban éri el. A C^{14} keletkezési magasságának tehát a tengerszint feletti 10 km-es magasságot fogadhatjuk el; természetesen csak nagyságrendről van szó és a C^{14} kisebb és nagyobb magasságokban is keletkezik, csak kisebb valószínűséggel.

II.

A keletkezett C^{14} további sorsa [1]

A proton emisszót követően a C^{14} -mag visszalökődést szenved és ez a visszalökődési energia elegendő ahhoz, hogy a jelenlevő oxigénatomokkal széndioxiddá oxidálódjon. A keletkezett széndioxidgázt a levegő oldalirányú és függőleges mozgása egyenletesen elkeveri az egész atmoszférában, mivel a C^{14} keletkezési magassága a troposzféra felső határát jelenti, a troposzférában pedig intenzív meteorológiai jelenségek zajlanak le. Az összekeveredés következményeként a C^{14} eloszlása nem követi a neutronintenzitás földrajzi eloszlását. (Ez utóbbi erősen változik a geomágneses szélességnek és a tengerszinttől számított magasságnak a függvényében.) A radioaktív C^{14} -et tartalmazó széndioxid elkeveredik a közönséges szénizotópot (C^{12}) tartalmazó széndioxiddal és további sorsa azonos ennek a sorsával.

Az atmoszféra széndioxidja kölcsönhatásba lép az óceánok vizével és azokban karbonátokat hoz létre. Másrészt a növények asszimilációjuk során feldolgozzák a széndioxidot és beépítik sejtjeikbe az ebben foglalt szénatomokat — köztük a C^{14} -et is. A táplálkozás révén ezek a szénatomok eljutnak az állati és az emberi szervezetekbe is; végeredményben tehát minden élőlény szervezete tartalmaz radioaktív C^{14} atomot.

* A szögletes zárójelben megadott irodalmi utalások a kérdéses témakörrel foglalkozó források közül a legfontosabbakat jelzik, példaként.

Megjegyezzük, hogy a földön található szén-atomok zöme a tengervízbe épül be karbonátok formájában és csak viszonylag elenyésző rész jut az élő szervezetekbe.

III.

A C¹⁴-el történő kormeghatározás elve

A kozmikus sugárzás neutronjainak hatására állandóan keletkeznek új C¹⁴ atomok — ugyanakkor a meglévő C¹⁴ atomok radioaktíve elbomlanak. Szükségszerűen egyensúlyi állapot jön létre: időegység alatt ugyanannyi C¹⁴ keletkezik, mint amennyi elbomlik. Az egyensúly létrejöttéhez nagyságrendben néhányszor annyi idő szükséges, mint a C¹⁴ közepes élettartama.* Ez a geológiai időkhöz képest elenyészően kis idő.

A különböző élőszervezetek közvetve, vagy közvetlenül, hozzákapcsolódnak ehhez az egyensúlyi rendszerhez — egészen haláluk időpontjáig. A haláltól kezdődően megszűnik a C¹⁴ felvétel és a C¹⁴ atomok száma az idő múlásával — a radioaktivitás következtében — egyre csökken. Az elhalt szervezetekből készített szén egy grammjának aktivitása, az ún. specifikus aktivitás tehát az időben exponenciálisan csökken:

$$J = J_0 e^{-t/\tau}$$

J — a vizsgálandó minta specifikus aktivitása;
 J_0 — az a specifikus aktivitás, a mellyel a vizsgálandó minta az elhalás idején rendelkezett;
 t — a keresett idő, amely a kérdéses szervezet halála óta eltelt.

A t értékének a fenti formula alapján való meghatározásához meg kell tehát mérnünk a J -t és ismernünk kell a felezési időt és a J_0 -t. Ez utóbbiról fel szokás tételezni, hogy megegyezik a ma élő (vagy csak nemrégiben meghalt) szervezetekből előállítható szén specifikus aktivitásával. Ezt pedig mérni tudjuk.

A C¹⁴-es kormeghatározás elvi alapjának legkritikusabb pontját éppen a J_0 -ra vonatkozó fenti feltételezés képezi. Ez a feltételezés csak akkor igaz,

a) ha a kozmikus sugárzás neutronkomponensének intenzitása az utóbbi 10—20 000 év alatt nem változott meg;

b) ha az utóbbi 10—20 000 évben nem változott meg lényegesen a közönséges szénizotóp mennyisége, mivel ezzel felhígulva jut el a C¹⁴ az élő szervezetbe;

c) ha a minta halálának idején már kialakult a C¹⁴ keletkezésének és elbomlásának az egyensúlya.

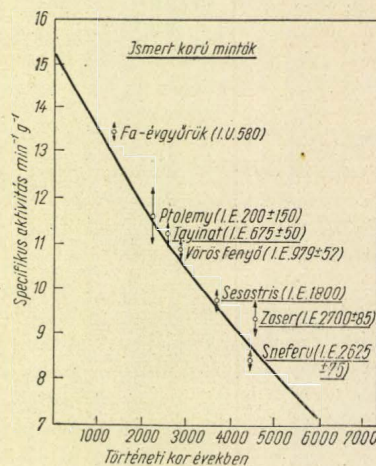
A fenti és egyéb — itt nem említett — feltételek különböző elméleti becslések és közvetett

* A közepes élettartam (τ) és a felezési idő ($T_{1/2}$) között a következő összefüggés áll fenn:

$$\tau = \frac{T_{1/2}}{\ln 2}; \tau_{C^{14}} \sim 8,000 \text{ év.}$$

kísérleti adatok alapján reálisnak látszanak, minden kritikát kiálló bizonyításuk azonban ezideig hiányzik.

A C¹⁴-es kormeghatározás helyességének legfőbb bizonyítéka, hogy az ezzel a módszerrel végzett mérések a hibahatáron belül ugyanakkora időket szolgáltatnak, mint a régészet egyéb módszerei. Ezt mutatja az 1. ábra, ahol a vízszintes tengelyen a kérdéses lelet kora van fel-



1. ábra

tüntetve (a mérés időpontjától visszafelé számolt években kifejezve), a függőlegesen pedig a C¹⁴ specifikus aktivitása. Az egyes pontok mellett megtalálható a lelet megnevezése és zárójelben halálának egyéb régészeti módszerekkel talált időpontja. Láthatjuk, hogy a zárójelben megadott és az abszcisszán leolvasható kor jól megegyezik egymással.

IV.

A minta kémiai preparálása [1]

Láttuk az előzőekben, hogy a C¹⁴-es módszer alapján való kormeghatározáshoz a kérdéses mintából ki kell vonni a szenet és meg kell mérni ennek specifikus aktivitását.

A szén kivonásánál a szokásos kémiai módszereket lehet alkalmazni: Két dologra tekintettel kell azonban lenni:

a) A rendelkezésre álló minta az esetek zömében kistömegű, és értékes volta miatt csak kis részét lehet felhasználni a kormeghatározásra.

b) Az aktivitásmérést megahamisítja, ha a mérendő szénbe valamilyen formában idegen radioaktív szennyeződés, vagy más életkorú szén kerül.

A meghatározandó mintából a szenet leg-egyszerűbben úgy kaphatjuk meg, ha a mintát elégetjük és a keletkező széndioxidot felfogjuk. Előzőleg azonban célszerű sósavas kezeléssel gondoskodni arról, hogy a mintában esetleg jelenlévő karbonátok széndioxidja még az égetés előtt eltávozzon. Az égetés széndioxidmentes oxigén-atmoszférában végzendő el. Az égetés során a

rádium, illetve tórium formájában esetleg jelenlevő szennyeződés a hamuban marad és így a keletkezett széndioxid mentes lesz ezektől a gyakran előforduló radioaktív szennyeződésektől. A gázalakú radontól azonban nem szabadulhatunk meg így. A radon eltávolítása érdekében a széndioxidot karbonáttá alakítjuk át, mikoris a radon gázállapotban marad és így elkülöníthető. A karbonátesapadékot átmossuk, szárítjuk, majd sával kezeljük. A savas kezelésnél visszanyerjük a most már radonszennyezéstől is mentes széndioxidot.

A széndioxidot magnézium segítségével szokás magas hőmérsékleten szénre redukálni. A maradék magnéziumtól és a keletkezett magnézium-oxidtól sósavas kezeléssel lehet megtisztítani a szénpreparátumot. Végül meg szokták analitikailag határozni a preparátum széntartalmát.

Mint később látni fogjuk (V. 2., 3.), vannak olyan meghatározási módszerek is, amelyeknél nem magának a szénnek, hanem valamilyen gázalakú vegyületének a specifikus aktivitását mérjük meg. Ilyen vegyület lehet például a széndioxid, a metán, az acetilén stb. A széndioxid előállítása azonos az első részben ismertetett módszerrel, azzal az eltéréssel, hogy a szénre való redukálás értelemszerűen elmarad.

Az acetilén előállítása úgy történik, hogy a már leírt módon nyert széndioxidot forró lítiummal hozzuk össze és a keletkezett lítiumkarbidból víz segítségével szabadítjuk fel az acetilént. Az acetilén tisztítása megegyezik a kémiai iparban szokásos módszerekkel.

V.

A specifikus aktivitás mérése [15]

A mintából készített szénnek, vagy szénvegyületnek meg kell mérni a specifikus aktivitását. A mérésnél két nehézséggel találkozunk:

a) A C^{14} β -részecskéinek energiája maximumosan 156 Kev, azaz nagyon kicsi és így ezek a sugarak rendkívül könnyen abszorbeálódnak a mérőcső falában.

b) A mérni kívánt aktivitás egy-két nagyságrenddel alatta marad a kozmikus sugárzásból és a környezet radioaktivitásából származó számlálási háttérnek.

Az első nehézség kiküszöbölése érdekében a szén valamilyen formában bevisszük a számlálócsőbe, illetve a számlálóberendezés érzékeny térfogatába, hogy a cső falának abszorpcióját elkerüljük. (A háttér csökkentésével a VI. pontban foglalkozunk).

A szén bevitelének három módja szokásos:

1. Szilárd preparátumos módszer [1].

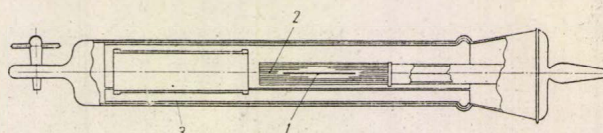
A szén péppé alakítjuk és felkenjük egy speciális konstrukciójú számlálócső rézhengerének belső falára (2. ábra). A cső pozitív szála (1) és a katódot képező rézhenger* (3) között egy rács-

* Az ábrán a henger balra van csúsztatva; mérés közben a (2) felett helyezkedik el.

szerű háló (2) helyezkedik el. Ennek a felszültsége 150 Volttal kevésbé negatív, mint a katód-feszültség és az így kialakult térerő elősegíti a β -részecskéknél a cső érzékeny térfogatába való eljutását. A rácsos kiképzésre a β -sugarak abszorpciójának csökkentése miatt van szükség. Az ilyen típusú, ún. rácsos csőnél tehát külön van választva a számlálócső aktív zónája a preparátumtartótól, ami nyilvánvalóan könnyen kezelhetővé teszi a csövet.

2. Gáztöltéses módszer [2, 7, 8, 16, 18].

A szénpreparátumból valamilyen gázalakú vegyületet (pl. széndioxidot, acetilént vagy metánt) állítunk elő és ezzel töltjük meg az elő-



2. ábra

zőleg evakuált számlálócsövet. Természetesen csak olyan gáz jöhet számításba, amely egyben mint GM-cső töltőgáz is kifogástalan. A gáz nyomása általában atmoszféra nagyságrendű.

Az acetilén előnye, hogy viszonylag nagy benne a szénatomoknak idegen atomokhoz viszonyított száma.

3. Szcintillációs módszer [2, 9–12].

A szénpreparátumból készített vegyületet feloldjuk pl. toluolban és valamilyen szcintilláló anyagot, pl. terfenilt adunk hozzá. A folyadék felvillanásait elektronsokszorozóval regisztráljuk. Leggyakrabban acetilént oldanak fel toluolban; a toluol -78° -on saját térfogatánál 100-szor nagyobb térfogatú acetilént képes abszorbeálni.

Az elektronsokszorozók akkor is adnak jeleket, ha a szcintillátorban nem történt felvillanás. Ennek, az ún. sötétáramnak a csökkentésére két elektronsokszorozót helyezünk el a szcintilláló folyadék két oldalán és koincidenzába kapcsoljuk őket. Egyébként az acetilén abszorpciójának elősegítése érdekében alkalmazott alacsony hőmérséklet egyben csökkenti a sötétáramot is.

Megemlítünk itt egy érdekes jelenséget: a két egymással szembenező elektronsokszorozó között gyakran lépnek fel téves koincidenzák, amelyeket nem a szcintilláció hozott létre. Ezek száma meghaladja a véletlen koincidenzák számát. A jelenség oka valószínűleg az, hogy az elektronsokszorozó üvegfalában a kozmikus sugárzás gyenge fluoreszkálást vált ki, ami egyidejűleg megszólaltatja mind a két elektronsokszorozót. Ez ellen úgy lehet védekezni, hogy egy-egy egymást kioltó polarizátort helyezünk el a két elektronsokszorozó előtt. Ilyenkor természetesen csökken az elektronsokszorozók érzékenysége.

Azt, hogy a három módszer közül melyik a legcélravezetőbb, az adott helyzet dönti el; mindegyik módszernek vannak előnyei és hátrányai. A szilárd preparátumos számlálási mód-

szer egyszerű, a bevihető szénmennyiség nagy, a geometriai hatások kb. 50 százalék. Az önabszorpció azonban jelentékeny, mivel a reprodukálhatóság érdekében kénytelenek vagyunk a telítési vastagságnál nagyobb vastagságot alkalmazni.*

A gáztöltésű módszernél ezzel szemben az önabszorpció magában a töltőgázban történik és így nem okoz veszteséget. Ugyanakkor azonban a nagy nyomás következtében kb. 5 kV-os feszültséget kell használni; a reprodukálhatóság érdekében gondoskodni kell a nyomásnak állandó szinten való tartásáról; végül a bevihető szénmennyiség nem elég nagy.

A legtöbb szén a szcintillációs módszernél vihető be és ugyanakkor ennél a módszernél majdnem 100%-os megszólalási valószínűség érhető el. Valószínűleg a jövőben egyre nagyobb szerephez fog jutni ez a módszer.

Meg kell még említeni, hogy a gáztöltésű és a szcintillációs módszernél az ionizáló részecske által keltett impulzus amplitudója függ a részecske természetétől (proporcionális számlálás). Az így kapott impulzusokat amplitudó szerint szétválogatva, a háttérrel adó zavaró impulzusok egy része felismerhető és elkülöníthető.

VI.

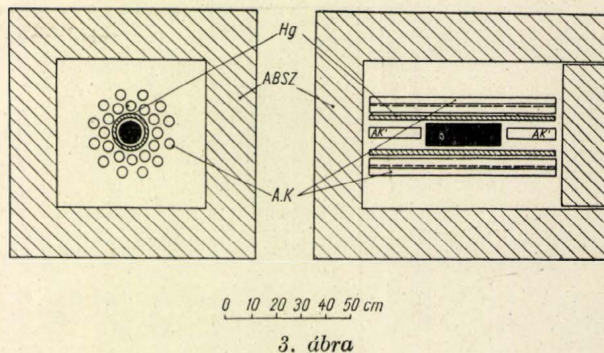
A háttér redukálása

Elvileg nagy számlálási háttér mellett is elképzelhető specifikus aktivitásmérés, oly módon, hogy ugyanazzal a berendezéssel megmérjük először a háttérrel, majd másodszor a háttér és a C^{14} -aktivitás együttes értékét. Ahhoz azonban, hogy a háttér statisztikus ingadozása jóval kisebb legyen, mint a fenti mérésnél kapott beütésszámok különbsége (azaz mint a C^{14} aktivitása), igen hosszú mérési időre volna szükség. Ennek a szemléltetésére megjegyezzük, hogy ha egy bizonyos statisztikus pontosság eléréséhez T időre van szükségünk háttér nélküli mérés esetében, akkor $10 T$, illetve $121 T$ lesz a mérési idő, ha a háttér megegyezik a mérni kívánt aktivitással, illetve, ha annál egy nagyságrenddel nagyobb.

Érthető ezek után a háttér minél erőteljesebb csökkentésére irányuló törekvés. A háttér csökkentésének legkézenfekvőbb módja, hogy a mérőcsövet (3. ábra, fekete kör) valamilyen nagyszámú abszorbens megfelelő vastagságú rétegével (3. ábra, absz.) vesszük körül. Ez az abszorbens elnyeli a kívülről érkező elektronok és fotonok zömét és csökkenti a γ -sugarak intenzitását.

* Vékony rétegeknél az önabszorpció függ a réteg vastagságától. Azonos rétegvastagságot a különböző méréseknél technikailag lehetetlen reprodukálni, ezért célszerű olyan vastag rétegekkel dolgozni, amelyek meghaladják a telítési vastagságot. (Telítésinek nevezzük azt a vastagságot, amely nagyobb, mint a β -részecske hatótávolsága). Ilyenkor elérhető, hogy a réteg elkerülhetetlen inhomogenitásai is még vastagabbak legyenek a telítési értéknél és így az önabszorpció egységesen a telítési önabszorpciónak feleljen meg.

A háttérrel jelentő sugárzásnak nagyon fontos komponensét képezik a kozmikus sugárzás μ -mezonjai. A μ -mezonok azonban még igen vastag abszorbens rétegen is keresztül tudnak hatolni és ezért kiszűrésük nem oldható meg abszorbens segítségével. A μ -mezonok elleni védekezés szokásos módja, hogy a mérőcsövet körül vesszük más számlálósövekkel, amelyek antikoinciden-ciába kapcsolódnak [13] (3. ábra, AK). Anti-



3. ábra

koincidenca akkor lép fel, amikor a mérőcső kislésését nem kíséri a körülvevő csövek egyikének kislésése sem. A C^{14} lágy β -részecskéi nem tudnak eljutni az antikoincidenca számlálósövekhez és így ezeket a készülék regisztrálja. A kívülről érkező ionizáló sugarak viszont megszólaltatják az antikoincidenca csövek valamelyikét és így ezeket nem számolja a készülék. Ily módon megszabadultunk a μ -mezonoktól és egyben javítottuk az abszorbensek más típusú sugárzásra vonatkozó árnyékoló hatását is.

Az antikoincidenca védőgyűrű és az abszorbens egyidejű alkalmazásával a háttér az eredetinek 30–50-ed részére csökken. A háttér további redukciója meglehetősen nehéz és sok körülményt igénylő feladat. Főbb módszerei a következők:

a) Az abszorbens gondos megválasztása.

Természetszerűleg olyan — nagyszámú — abszorbenst kell választanunk, amely nincs radioaktív szennyezve. Ebben a vonatkozásban a vasnak határozott előnye van az ólommal szemben, mivel ez utóbbi radioaktív bomlási sorok végterméke és így kismértékben mindig szennyezve van radioaktív anyagokkal. A legjobb tapasztalatokat rozsdamentes acéllal érték el.

b) Az antikoincidenca árnyékolás javítása.

Az antikoincidenca csövek között levő hézagokon keresztül ionizáló részek bejuthatnak a mérőcsőbe, anélkül, hogy megszólaltatnák valamelyik antikoincidenca csövet. E rések lefedése érdekében rendszerint két körben szokás elhelyezni a védőcsöveket. E csöveket jóval hosszabbra kell választanunk, mint a mérőcső, hogy ily módon az általuk le nem fedett térszög kicsi legyen. Ezt a kis térszöget is lefedhetjük némi kényelmetlenség árán, ha a mérőcső elé és mögé is teszünk antikoincidenca csöveket (3. ábra, AK').

c) A mérőcső gondos elkészítése.

Úgy kell megválasztanunk a mérőcső elektródáinak és töltőgázának anyagát, hogy azok ne tartalmazzanak radioaktív szennyeződéseket. Gonddal kell eljárni a cső összeállításánál is, hogy az utólagos szennyeződést elkerüljük. A mérőcső esetleges radioaktivitása különösen veszélyes, mivel még a kisenergiájú részecskék is megszólaltathatják e csövet, lévén az érzékeny térfogaton belül, vagy annak közelében. Megjegyezzük, hogy a mérőcső elkészítésénél lehetőleg kerülni kell a forrasztást, mivel a forrasztóórnól ólmot tartalmaz.

d) A védőcsövek katódanyagának gondos megválasztása.

A védőcsövek katódjából kiinduló sugarak jelentős részét tehetik ki a háttérnek, mivel nem kell a külső abszorbensen és — bizonyos esetekben — a védőcsövek érzékeny térfogatán áthaladniuk ahhoz, hogy elérjék a mérőcsövet. Ezért a védőcsövek katódanyagának megválasztásánál is szempont a radioaktív sugárzásmentesség és a forrasztás mellőzése.

e) Higanyos árnyékolás [6].

A védőcsövektől származó háttérrel nagymértékben csökkenthetjük úgy, hogy a védőkoszorú és a mérőcső közé egy, kb. 2—3 cm vastagságú higanyréteget helyezünk el (3. ábra, Hg). A nagyrendszámú higany abszorbeálja a koszorúból érkező sugarak kis energiájú részét, ugyanakkor a higany az önsugárzása nagyon kicsire leszorítható pl. úgy, hogy háromszor átdesztilláljuk. Emellett megnyugtató az is, hogy a higany és az uránérc nem fordulnak elő közösen. A higany elhelyezésére szolgáló vastartály elkészítésénél ugyancsak fontos szempont a szennyezetlenség.

f) Amplitúdó-diszkriminálás [4].

Ha a mérésre proporcionális számlálócsövet, vagy szcintillációs számlálót használunk, akkor a kapott impulzus nagysága függ attól, hogy milyen ionizáló részecske hozta létre. Feszültségszűrés alkalmazásával el lehet érni, hogy különválasszuk a β -részecskéktől származó impulzusokat.

A különböző tényezők háttércsökkentő hatásának és a háttér csökkentésére irányuló munkák minuciózus voltának illusztrálására a I. táblázatban közöljük egy tipikus C^{14} -es mérés [6] háttércsökkentő periódusában kapott eredményeket.

Csőméret 20 × 7 cm

I. táblázat

Teljes önbeütésszám	350 imp/min.
20 cm-es vasárnyékolással	125
Réz antikoincidenca csövekkel ...	10—12
Rozsdamentes antikoincidenca csövekkel	5,5—6,5
Ólommentes rézzel készült antikoincidenca csövekkel	5—7
75 cm-es ólommentes réz antikoincidenca csövekkel	3,8
2,5 cm-es higanyval (savval tisztítva)	2,8
Háromszor desztillált higanyval...	2,2
Négy függőleges antikoincidenca csövel a gyűrű elején és végén	2,0

A táblázattal kapcsolatosan meg kell jegyeznünk, hogy a szerző nem közölte a mérés hibáját

és így nem lehet tudni, hogy a beütésszámok közötti különbség valóban szignifikáns-e (különösen a kisebb beütésszámoknál) és így tényleg jelentettek-e háttércsökkenést az egyes lépések.

VII.

A kormeghatározás véghezvitele

Végeredményben valamely minta korának meghatározása az előzőek alapján a következőképpen történik.

A vizsgálandó minta egy részéből kémiai úton szénat állítunk elő. A kapott szénből — a mérési módszernek megfelelően — pépet vagy széndioxidot vagy acetilént stb. készítünk és ezt bevisszük a mérőcsőbe, illetve a szcintilláló folyadékba.

Megmérjük egy igen kisháttérű (abszorbenssel és antikoincidenca csövekkel ellátott) mérőberendezéssel a percnkénti beütésszámot és ezt elosztva a bevitt szén tömegével, megkapjuk a specifikus aktivitásnak és a háttérnek az összegét. A preparátumot eltávolítjuk és megmérjük külön a háttérrel — a két beütésszám különbsége szolgáltatja a

$$J = J_0 e^{-\frac{0,693}{T_{1/2}} t}$$

egyenletben szereplő J értékét.

Hasonló preparálás után és azonos mérési körülmények között megmérjük egy mai eredetű minta (pl. faág) szénének specifikus aktivitását és ez szolgáltatja az egyenlet J_0 -ját. Tulajdonképpen a J_0 -t elvileg elegendő lenne csak egyszer (nem pedig minden kormeghatározás alkalmával) meghatározni. Technikailag megbízhatóbb azonban a J_0 meghatározásának gyakori elvégzése.

A kitevőben szereplő $T_{1/2}$ ismert értékét behelyettesítve, megkapjuk a minta korát években kifejezve.

Általában kb. 24 óráig szokás mérni a minta specifikus aktivitását és 24 óráig a háttérrel. A 24 órás váltás nemcsak azért szokásos, mert ésszerű nagyságrendet ad a statisztikus hibára, hanem azért is, mert kb. ugyanennyi időt igényel a preparátum elkészítése is és így folyamatosan történhet a különböző minták korának meghatározása.

Gyakorlatilag elkerülhetetlen, hogy a mérőkészülék bizonyos adatai ne változzanak meg hosszabb időn át és ezért célszerű a specifikus aktivitást és a háttérrel felváltva (pl. óránként) mérni.

A háttérméréssel kapcsolatban megjegyezzük, hogy a preparátum nélkül mért háttér csak első közelítésben egyezik meg a valódi háttérrel. Jobban megközelíthetjük ez utóbbinak az értékét, ha a háttérrel egy nagyon régi szénpreparátummal határozzuk meg, mivel egyrészt ilyenkor a kémiai műveletek esetleges hatása is figyelembe van véve, másrészt az önabszorpció és a számlálócső effektív térfogatának a csökkenése kb. azonos mértékű, mint az ismeretlen preparátum mérésénél.

VIII.

A C^{14} -es kormeghatározás alkalmazásának határai [3]

A C^{14} -es módszerrel sikerült különböző régészeti, földtani, őslénytani stb. leletek korát meghatározni egészen 40.000 évig visszamenőleg, kb. 20 %-os pontossággal. A módszer további kiszélesítésének főbb korlátait a következő pontokban foglaljuk össze:

a) Már a III. pontban ismertettük a C^{14} -es meghatározás elvi feltételeit. Amennyiben ezek a feltételek a valóságban csak közelítőleg érvényesek, úgy a nagyon régi idők meghatározásánál elvileg is eltérés várható a mért és a valódi kor között. Bár ezen feltételek teljesülése nincs ellentmondásban eddigi ismereteinkkel, közvetlen bizonyítékaik a feltételek helyességét illetően nincsenek.

b) Mivel az egész meghatározás egy exponenciális lefutású bomlási görbe alapján történik, a közepes élettartam néhányszorosánál hosszabb idők meghatározása elvileg is csak igen nagy hibával lehetséges — a bomlási görbe későbbi szakaszának lapos volta miatt.

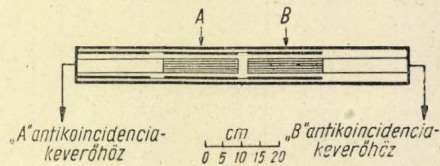
c) Az egyik legnagyobb technikai problémát és egyben a mérés egyik legsúlyosabb korlátját az idegen radioaktív szennyezések elkerülhetetlensége okozza. A minta radioaktív anyagokkal, vagy máskorú szénrel beszennyeződhetett a geológiai idők során, a kémiai preparálásnál, a mérőkészülékbe való behelyezése közben stb. A beszennyeződés egyik érdekes formája, ha valamilyen mikroorganizmus kerül a preparátumba, amely testének szerves anyagában friss, mai eredetű szénét tartalmaz; ez különösen régi leleteknél jelentősen befolyásolhatja a mérési eredményeket.

d) A technikai nehézségek között fontos helyet foglal el a háttér további csökkentésének problémája. Egyrészt megvannak a gyakorlati határai a mérőcső anyaga és az azt körülvevő híganytartó radioaktivitása leszorításának, másrészt az antikoincidencia árnyékolás sem oldható meg tökéletesen. Ezen túlmenően a gamma-sugarak elleni védekezés nagyon nehéz, mivel ezeket az abszorbens nem nyeli el teljesen, ugyanakkor viszont az antikoincidencia csöveknek a γ -sugarakra vonatkozó megszólalási valószínűsége nagyon kicsi, nagyságrendben 1%. Hozzá kell még vennünk azt is, hogy a radioaktív sugárzásból származó háttér világviszonylatban lassan emelkedő tendenciát mutat az atombomba robbantások következményeként.

e) A minta halála után az anyagában levő esetleges nitrogénatomok a tengerszintre eljutó neutronok hatására C^{14} atomokká alakulhatnak. Szerencsére tengerszinten a neutronfluxus kicsi (a neutron intenzitás exponenciálisan csökken a neutron keletkezési helyétől számított távolsággal.)

A kormeghatározás határainak kiszélesítésére az olyan magától értetődő módszereken kívül, mint a háttércsökkentés technikájának javítása, vagy a mérőberendezés érzékeny térfogatának és a bevezetendő szénmennyiségnek a növelése, a következő két utat említjük meg:

a) A 4. ábrán látható az ún. kettős-katódú cső [3], mely a közönséges rácsos-katódú csőtól abban különbözik, hogy nem egy, hanem két külön számlálócső (A és B) foglal helyet közös gáztérben és búrában. Mind a két csövet rézhenger veszi körül: az egyikre felvisszük a



4. ábra

mérendő preparátumot, a másikat üresen hagyjuk. Az előbbi méri a minta aktivitását, az utóbbi pedig a háttérrel. Ugyanazon idő alatt két mérést végzünk tehát el, aminek az időnyereségen kívül fontos előnye, hogy a mérőberendezés paramétereinek elkerülhetetlen megváltozása egyforma mértékben érinti az aktivitásmérést és a háttérmérést, tehát a beütőszámok különbségéből lényegében kiesik. A készülékhez tartozó elektronika egy része persze megkészszerződik, azonban pl. az antikoincidenciacsövek és formálókörök száma ugyanaz marad. Számolni kell természetesen a mérőcső méretnövekedésével is.

b) A másik szellemes elgondolás, hogy a kérdéses szénpreparátumban bedúsítjuk a C^{14} izotópot és ily módon megnöveljük specifikus aktivitását [3]. Sajnos azonban, a bedúsítási tényező meghatározása csak pontatlanul lehetséges, az izotópok szétválasztása pedig drága és hosszantartó folyamat és véghezviteléhez nagymennyiségű kiindulási szén szükséges, — így ezek a hátrányok nagyon kérdésessé teszik a módszer alkalmazhatóságát.

*

Befejezésül megemlítjük, hogy tekintettel a C^{14} -es kormeghatározásnak a tudomány szempontjából való nagy jelentőségére, hazánkban is megindult ennek a módszernek a kidolgozása. Simonyi Károly professzor indítványozására a Központi Fizikai Kutató Intézet különböző osztályainak kutatóiból egy munkacsoport alakult (Czike Kálmán, Haiman Ottó, Kiss Dezső, Szentpéteri Imre és Szivék János), amely megkezdte egy kisháttérű mérőberendezés tervezését és építését.

Az első háttérmeghatározások megtörténtek [5], jelenleg a háttér további redukciója és a végleges mérőkészülék megépítése van folyamatban. Bár ezt a periódust még elég hosszú idő választja el attól, hogy „üzemszerűen” eleget tudjunk tenni hazai régészeink, geológusaink stb. kormeghatározási kéréseinek — ami célunk —, mégis reméljük, hogy nem sokára a már hazai eredményekről is beszámolhatunk.

Megjegyezzük, hogy a készülék nemcsak C^{14} -es kormeghatározásra lesz alkalmas, hanem általában minden olyan mérés elvégzésére, amelynél a háttérrel erősen redukálni kell.

1. W. F. Libby: Radiocarbon Dating (1952), Chicago Press.
2. Radioisotope Conference (1955) II.
3. E. C. Anderson, H. Levi: Some problems in Radiocarbon dating.
4. G. J. Fergusson: Nucleonics, 13, 18 (1955 I.)
5. Kiss D.—Szentpéteri I.—Szivek J.: KFKI Közlemények. 3, 595 (1955)
6. Kulp J. L., Tryon L. E. Rev. Sci. Instr. 23, 296 (1954).
7. de Vries H., Berendsen G. W., Physica's Grave 19, 987 (1953).
8. Brannon H. R., Taggart M. S., Williams A. J. és M. Rev. Sci. Instr. 26, 269 (1955).
9. Funt B. L., Sobering S., Pringle R. W., Turchinets W. Nature, 175, 1042 (1955).
10. Pringle R. W., Turchinets W., Funt B. L., Rev. Sci. Instr. 26, 859 (1955).
11. Stranks D. R. J. Sci. Instr. 33, 1 (1956).
12. Wagner C. D., Guinn V. P. Nucleonics 13, 56 (1955).

13. Raeth C. H., Sevard B. J., Pederson C. N. Rev. Sci. Instr. 22, 461 (1951).
 14. Beretta, Rostogni, Nuovo Cimento 5, 391 (1949).
 15. Crathorn A. R. Atomics 5, 99 (1954).
 16. Rohringer G., Broda E. Z. Naturforsch. 8, 159 (1953).
 17. Ballario C., Beneventano M., De Movco A., Magistrelli F., Cortesi C. Mantonavi T. Science 121, 409 (1955).
 18. Henson A. F. Brit. J. Appl. Phys. 4, 217 (1953).
 19. Caswell R. S., Braban J. M., Schwebel A. J. Res. Nat. Bur. Standards 53, 27 (1954).
 20. Moljk A., Curran S. C. Phys. Rev. 96, 395 (1954).
 21. Reinharz M., Vanderhaeghe G. Nuovo Cimento 12, 243 (1954).
 22. Volchok H. L., Kulp J. L., Nucleonics 13, 49 (1955).
- Részletes irodalmi referencia-gyűjtemény (1954-el bezárólag) is megjelent, H. Levi szerkesztésében.

Kiss Dezső

Központi Fizikai Kutató Intézet

A hidrogénatom finomszerkezetéről*

Amikor 1901-ben először kiosztották a Nobel-díjat, a fizikusok még csak két, ma „elemi részecskék”-nek nevezett képződményről tudtak; nevezetesen az elektront és a protont ismerték. 1930 után az elemi részecskék valóságos áradata jelent meg: neutron, neutrínó, μ -mezon, π -mezon, nehezebb mezonok és különféle hyperonok. Én egyszer azt hallottam valakitől, hogy „egy új elemi részecske felfedezője Nobel-díjat szokott kapni, pedig egy ilyen felfedezést ma inkább 10 000 dolláros pénzbírsággal kellene büntetni.”

Ahhoz, hogy az elemi részecskék tulajdonságait kísérletileg tanulmányozhassuk, külső erőhatásoknak kell őket kitenni, vagy más részecskékkel kell kölcsönhatásba hozni. A hidrogénatomot, az először ismert két elemi rész: proton és elektron képződményét hosszú időn keresztül tanulmányozták és ennek spektrumából sokat megtudtunk az elektrontól.

1885-ben Balmer felismerte, hogy a hidrogén-spektrum tizennégy vonalának hullámhosszait egy egyszerű egyenletből kiszámíthatjuk. 1887-ben Michelson és Morley néhány vonalnál finomszerkezetet fedezett fel. 1900-ban Planck megalapozta a kvantumelméletet és Bohr 1913-ban felírta a kvantumfeltételeket, melyek lehetővé tették a Balmer-formula levezetését. Sommerfeld 1916-ban megmutatta, hogy a Bohr-féle energianívók finomszerkezetét relativisztikus korrekciók okozák. 1924-ben de Broglie az elektronnak hullámtulajdonságokat tulajdonít és nem sokkal ezután Heisenberg, Born és Schrödinger kezében kifejlődött a hidrogénatom kvantummechanikája. Az elektron spinjét és mágneses momentumát 1925-ben Uhlenbeck és Goudsmit vezette be. Egy

évvél később Thomas felállította a rájuk vonatkozó dinamikai egyenleteket. 1928-ban Dirac egy olyan egyenletet fedezett fel, mely hullámtulajdonságokkal, töltéssel, spinnel, mágneses momentummal és a relativitáselméletnek megfelelő sebességfüggő tömeggel rendelkező elektront ír le. A Dirac-elmélet a hidrogénatom energianívóit nagy pontossággal szolgáltatja.

Különös érdekessége van számunkra a Dirac-elmélet azon megállapításainak, melyek az $n = 2$ főkvantumszámhoz tartozó energianívókra vonatkoznak. Ezek 10,2 eV-tal az $n = 1$ alapállapot felett helyezkednek el (1. ábra). A $2^2P_{3/2} - 2^2P_{1/2}$ nívók finomszerkezeti felhasadása, ami a Dirac-elmélet szerint a spinpálya-kölcsönhatástól származik, pontosan megegyezik a Sommerfeld-féle elméletből (1916) adódó nívófelhasadással. A $2^2S_{1/2} - 2^2P_{1/2}$ állapotok energiáinak pontos megegyezése azon feltevés következménye, hogy az elektron és a proton között a Coulomb-féle vonzóerő hat. Ezen erőtvénnytől való valamilyen eltérés a nívók felhasadását okozná.

Avégett, hogy a Dirac-elméletet igazolják, sok spektroszkópiai vizsgálatot végeztek a hidrogénatom finomszerkezetére vonatkozóan. Bár a jelek arra mutattak, 1940-ig mégsem lehetett az elméletet erősen támogató végleges döntést hozni. (Ma tudjuk, hogy Houtson és Williams munkája rámutatott egy diszkrepanciára, amelyet komolyan kellett volna venni [1].)

A későbbiek kedvéért legyen szabad saját érdeklődési köröm történetének egyes fejezeteit megemlíteni. Miután mint kémikus elkezdtem tanulmányaimat, 1934—1938-ig az elméleti fizikát a kaliforniai egyetemen J. R. Oppenheimer professzornál tanultam. Doktori disszertációm [2] a nukleonok olyan térelméleteivel foglalkozik, melyekben a protonok közti Coulomb-kölcsönhatástól egy egészen kicsi eltérés mutatkozik. 1938 után a Columbia Egyetemen J. J. Rabi

* 1955-ben a fizikai Nobel-díjat Willis E. Lamb Jr. professzor kapta. Itt az ebből az alkalomból Stockholmban tartott előadásának fordítását közöljük. A fordítást a Physikalische Blätter 6 (1956) c. folyóiratban megjelent cikk alapján készítettük.

professzorral és a Molekulaspektroszkópiai Intézet tagjaival dolgoztam együtt. Rövid időre egy tervezett atomsugár-kísérlettel kapcsolatban a metastabil atomoknyerték meg figyelmemet [3]. A háború alatt a Columbia Egyetem Sugár-laboratóriumában a mikrohullámú radarral és a nagyfrekvenciás készülékek kezelésével ismerkedtem meg. Az Intézet háborús feladatainak egyike volt a centiméteres hullámok abszorpciók-koefficiensének a meghatározása atmoszférikus vízgőzben [4]. Ezzel az én érdeklődésem olyan dologra irányult, ami a háború után egy nagy érdeklődéssel kidolgozott területhez, a mikrohullámú spektroszkópiához vezetett.

1945-ben atomfizikai előadásoknál Herzberg tankönyvét [5] használtam és abban néhány

$$2^2P_{3/2} \xrightarrow{\alpha, b, c, d} \Delta E$$

$$\begin{array}{c} 2^2S_{1/2} \xrightarrow{\alpha, \beta} \mathcal{F} \\ 2^2P_{1/2} \xrightarrow{e, f} 0 \end{array}$$

1. ábra. Az $n = 2$ hidrogénatomnívó finomszerkezete. A betűk a mágneses alnívókat jellemzik, melyek csak mágneses térben hasadnak fel. A Diracelmélet szerint a $2^2S_{1/2}$ és a $2^2P_{1/2}$ nívók pontosan összeesnek.

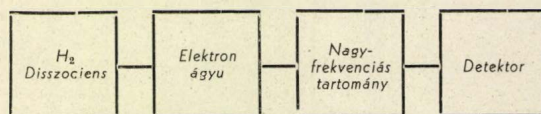
1932–1935-ből származó kísérletekre [6] való hivatkozást találtam, amelyek az $n = 2$ hidrogénatomnívó finomszerkezetének rövidhullámokkal való vizsgálatát célozták. Először úgy tűnt nekem, hogy ezek a kísérletek a primitív mikrohullámú eljárások következtében hibásak. Arra gondoltam, hogy ezeket a háború alatt kifejlesztett, lényegesen jobb segédeszközökkel meg kellene ismételni. További tanulmányoknál azonban észrevettem, hogy gázkísüléseknél az atomok hevesen gerjesztődnek és hogy minden $n = 2$ főkvantumszámú állapot közelítőleg ugyanazon betöltődést mutatja. Ilyen feltételek mellett a kérdéses három állapot közötti átmenet által létrehozott rádióhullámú abszorpció nemigen fordulna elő.

Majdnem egy egész év telt el, míg egy jó kísérleti megoldást nem találtam. Arra gondoltam, hogyan tudnám a $2^2S_{1/2}$ állapot lehetséges metastabilitását kihasználni. Ennek az állapotnak sugárzó átmenetekkel szemben hosszú ideig az alapállapotban kellene maradni, mert egy gömb-szimmetrikus töltés- és árameloszlás a klasszikus elektrodinamika szerint nem sugározhat. Mégis 1924 és 1933 között megjelent néhány olyan közlemény, melyek azt próbálták eldönteni, hogy a $2^2S_{1/2}$ állapot valóban metastabil-e, vagy nem. 1933-ban Bethe [7] kimutatta, hogy ez az állapot csak olyan atomra metastabil, amely elektromos tértől eléggé mentes területen tartózkodik. Mégsem volt semmiképp világos, hogy vajon a $2^2S_{1/2}$ állapot gerjeszthető-e anélkül, hogy ez az állapot metastabilitását megzavarná. A mikrohullámoknak gerjesztett atomokkal való valamilyen kölcsönhatására volt még szükség és mint már említettük, úgy tűnt, hogy gázkísülésnél alkal-

mazott direkt abszorpciók eljárás nem jöhet szóba. Elhatároztam, hogy megpróbálom metastabil hidrogénatomokból álló sugarat előállítani. Ha a nagyfrekvencia hatására valóban bekövetkezne a $2^2P_{1/2}$ vagy a $2^2P_{3/2}$ állapotokba való átmenet, akkor az atom elveszítené metastabilitását és kb. 10^{-9} sec alatt sugárzás kibocsátásával alapállapotba menne át. Ezáltal a metastabil atomokból álló sugár gyengülne.

1924-ben Webb [8] a Columbia Egyetemen kimutatta, hogy metastabil higanyatomok fémből elektronokat tudnak kiváltani. A hidrogén ritka metastabil formáját még senki sem állította elő és nem fedezte fel. Így tehát bizonytalan volt, hogy vajon elektron-kiváltással identifikálható lesz-e egy ilyen atomsugár.

E meglehetősen kétes kilátások ellenére rábeszéltem Retherfordot, hogy a 2. ábrán vázolt kísérletet megpróbáljuk [9]. Több balsiker után sikerült egy eredményes készüléket építeni, mely a 3. ábrán látható.



2. ábra. A készülék blokk-diagramja (vázlatosan)

A molekuláris hidrogén wolfram-kályhában disszociálódik; a hidrogénatomsugár egy nyíláson halad át, majd elektronokkal bombázzuk, melyek 100 millió atom közül kb. egyet metastabil állapotba visznek át. A csekély visszalökődés okozta eltérülés után a gerjesztett atomok fémfelületre esnek, ahol elektronokat váltanak ki és ily módon regisztrálhatókká válnak. Az elektron-ágyú és detektor között nagyfrekvenciás besugárzás hatásának tesszük ki az atomsugarat.

Több okból kifolyólag az egész folyamat mágneses térben játszódik le. A finomszerkezeti energianívók a mágneses tér hatására felhasadnak, miként azt a 4. ábra mutatja. A lehetséges átmenetek frekvenciái a mágneses tér erősségétől függenek; ez látható az 5. ábrán. Ha a mágneses tér rögzített rádiófrekvenciánál és amplitudónál változik, bekövetkeznek a $2s \rightarrow 2p \rightarrow 1s$ átmenetek és a sugárbeli metastabil atomok egy része elveszíti metastabilitását és gerjesztési energiáját. Mivel az alapállapotbeli atomok nem tudnak a detektorban elektronokat kiváltani, az elektrométeráram lecsökken.

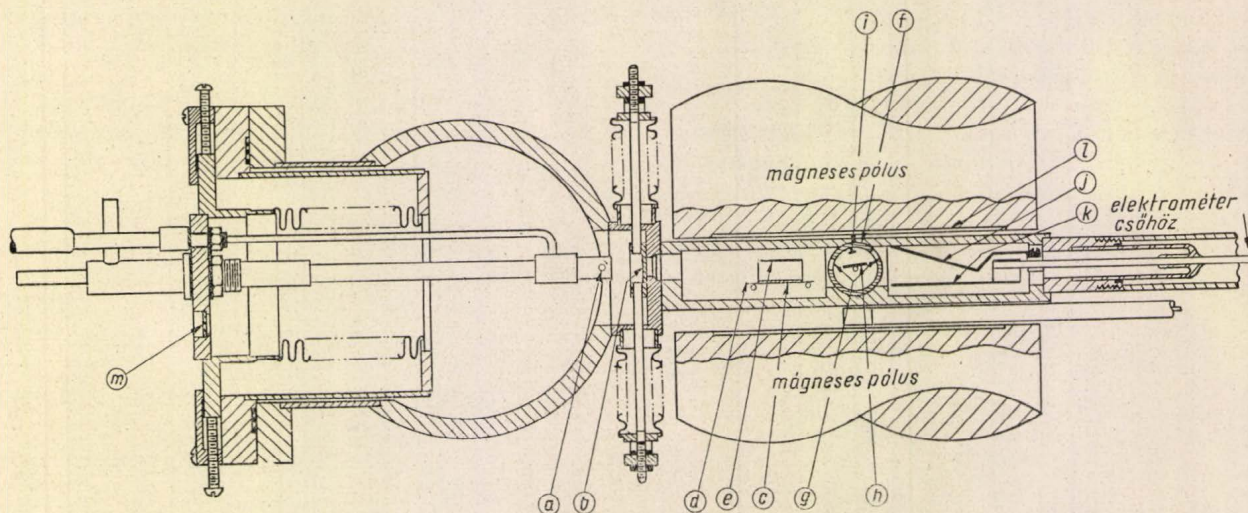
Hidrogénre és deutériumra vonatkozó tipikus rezonancia-görbét mutat a 6., illetve a 7. ábra. A rezonancia-maximum szélessége részben a $2p$ állapot természetes sugárzási szétesésének és részben a finomszerkezetnek felel meg, amely utóbbi a hidrogén-rezonancia helyek egyikére még éppen feloldott.

Gondos kísérleti vizsgálattal és ilyen rezonancia-görbék elméleti analizisével lehetővé válik a $2^2S_{1/2} - 2^2P_{1/2}$ és $2^2P_{3/2} - 2^2S_{1/2}$ energia differenciákat mágneses tér nélküli esetre kiszámítani. Dayhoffal és Triebwasserral végzett pontos mérés-

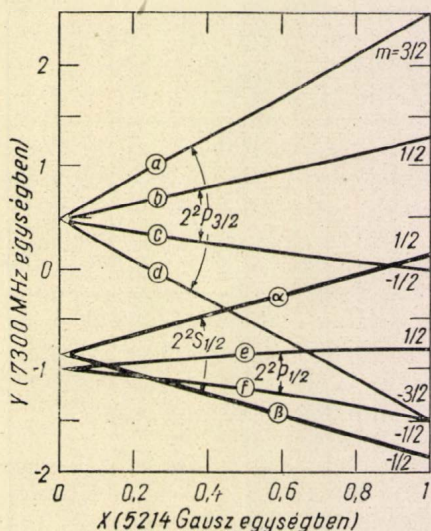
seink [10] deutériumra 1059,0 és 9912,6 MHz-t adtak kb. 0,1 MHz pontossággal.* Más állapotokra vonatkozó vizsgálatokat is végeztünk. Az ionizált héliumatom $n = 2$ főkvantumszámú állapotára az energiadifferenciák 13–16-szor nagyobbak,

tuk [13], melynél hasonló mikrohullámú eljárást alkalmaztunk. A hélium 3^3P állapotának finomszerkezetét Maimannal és Wiederrel együtt határoztuk meg [14].

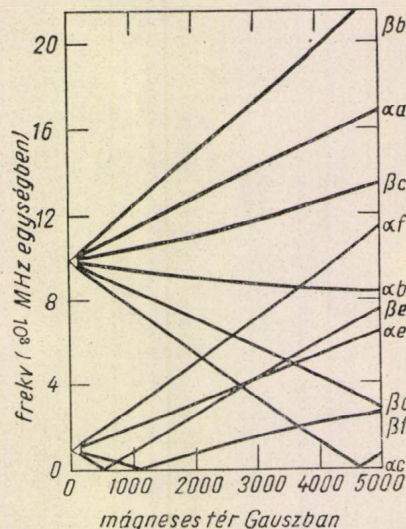
Most röviden arról akarok beszámolni, hogyan



3. ábra. A készülék keresztmetszete: a) Wolfram kályha a hidrogén disszociálásához; b) mozgatható nyílás; c) az elektronágyú katódja; d) rács; e) anód; f) hullámvezető; g) nyílások, melyeken keresztül a metastabil atomok átmennek a nagyfrekvenciás kölcsönhatási téren; h) egy lapocskák, melyek a hullámvezető középponti vezetékeihez van erősítve; i) elektródák; j) felfogó a metastabil atomok felfogására; k) kollektor a felfogóból kijövő elektronok számára; l) a mágnes pólus felülete; m) a wolframkályha hőmérsékletének megfigyelésére szolgáló ablak



4. ábra. A $2^2S_{1/2}$ állapot Zeeman-féle energianívói



5. ábra. A 4. ábra alapján várható rezonancia frekvenciák

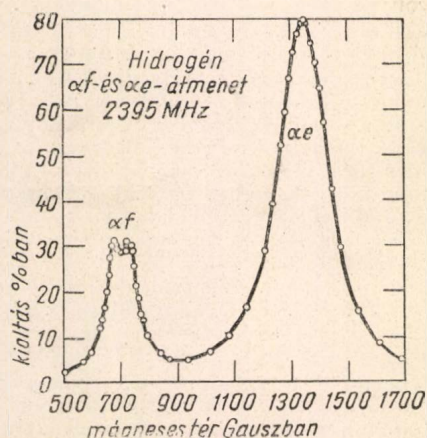
mint hidrogénre. Skinnerrel közösen végzett munkánkban [11] nem állítottunk elő metastabil atom-sugarat, hanem a $2p \rightarrow 1s$ átmenetnél emittált ultraibolyasugárzást használtunk fel ahhoz, hogy a mikrohullámok által előidézett $2p \rightarrow 2s$ átmenetet kimutassuk. Hasonló eljárást alkalmazott Deutsch a pozitroniummal kapcsolatos későbbi kísérleteinél [12]. Nemrégén Sanderssel együtt a hidrogén $n = 3$ állapotának finomszerkezetét tanulmányoz-

magyarázzák a hidrogén várt finomszerkezetétől való eltéréseket. Térjünk azonnal a dolog lényegére: az elektron nem úgy viselkedik, mint egy ponttöltés, ahogy az a Dirac-egyenletben szerepel. Ha az idő megengedné, szívesen vázolnám azon próbálkozások hosszú történetét, melyek olyan elmélet felállítását célozták, mely az elektron belső szerkezetét is megmagyarázná. Az első lépést J. J. Thomson tette az elektromágneses tömeg kiszámításával. Lorentz a klasszikus elektromágneses elmélet felhasználásával építette ki elméletét.

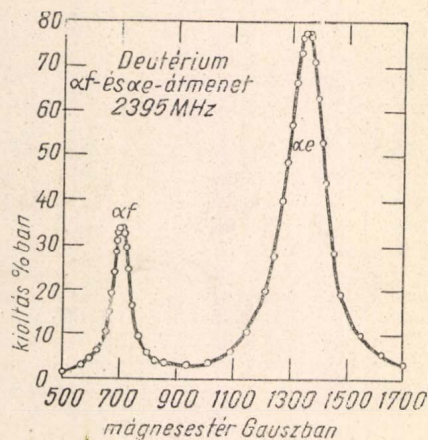
*Itt szokásos az energiát a Planck-féle $E = h\nu$ formula alapján MHz-ben mérni.

A relativitáselmélet szerint az energia és tömeg egymással arányosak. Ahhoz, hogy tisztán elektromágneses alapon véges elektrontömeget kapjunk, az elektronnak belső szerkezetet kellett tulajdonítani. Egy térben kiterjedt, töltött részecske relativisztikus elméletének felállítására vonatkozó próbálkozások nem jártak sikerrel.

A kvantummechanika kiépítése után Dirac, Heisenberg és Pauli felhasználták a kvantumel-



6. ábra. Metastabil hidrogénatomok megfigyelt kioltása



7. ábra. Metastabil deutériumatomok megfigyelt kioltása

méletet az elektromágneses tér problémáinak és annak töltött részecskékkal való kölcsönhatásának tanulmányozására. Ez a kvantumelektrodinamika sok eredményt ért el. Igaznak bizonyult a sugárzás emissziójánál, abszorpciójánál és szóródásánál, beleértve a spontán emissziót is, melyet 1917-ben Einstein tételezett fel. Kvantumelektrodinamikai szempontból a spontán emisszió olyan emissziónak tekinthető, amit vákuumban, vagyis a az elektromágneses tér legalacsonyabb energiájú állapotában a nullaponti ingadozások gerjesztenek.

Mindamellett, amikor Oppenheimer [15] 1930-ban kiszámította egy elektronnak a kvantált elektromágneses térrel való kölcsönhatását, értelmetlen eredményt kapott. Eszerint az elmélet szerint nemcsak az energia lenne végtelen, hanem a spektrumvonalak frekvenciái is eltolódnának egy végtelen taggal azon értékekhez képest, melyek a sugárzási kölcsönhatások figyelembevétele nél-

kül adódnak. 1934-ben Weisskopf [16] rámutatott arra, hogy ez az ún. ultraibolyakatasztrófa az elektromágneses tér vákuumának fent említett nullponti ingadozásaival van kapcsolatban. Ahhoz, hogy a spontán emisszió bekövetkezzen, szükségese ezek az ingadozások, másrészt viszont a megfigyelésekkel ellentétben álló dolgokra vezetnek. Az elektromágneses energia elmélete egész 1947. májusáig, amikor a finomszerkezeti eltérések kísérletileg végleges megállapítást nyertek, ebben a nagyon nem kielégítő állapotban maradt.

Egy hónappal később Bethe [17] azt találta, hogy a kvantumelektrodinamika divergenciái mögött valójában egy mély fizikai dolog rejtőzik, amely a mikrohullámú megfigyelésekkel jó meg-egyezésben áll. A döntő lépés Bethe szerint a tömegrenormálás nagyon régi gondolatának a messzemenő alkalmazása volt. A kvantumelmélet szerint egy szabad elektronnak végtelen nagy lenne a tömege. Ezért határozott magyarázatot kellene arra találni, hogy a valóságban miért figyelünk meg mindig véges tömeget. Bethe ehhez hozzátette, hogy ez kívülfeküdt az akkori elmélet keretein és egyszerűen figyelmen kívül hagyta az elektromágneses tömeget érintő nehézségeket. A hidrogénatomban kötött elektrorra ugyan fellép egy végtelen nagy energia is. Ez azonban lényegében a végtelen elektromágneses tömeg következménye, aminek egy jövőendő elméletből el kellene tűnni. Egy tömegtag alkalmas levonásával véges rész marad, ami szabad elektron esetén nulla lenne. Kötött elektron esetén az erőter az elektromágneses tér hatását módosítja. Ez az energianívók véges eltolódását eredményezi, ami jó egyezésben áll a megfigyeléssel.

A nívéltolódás kvalitatív képét Welton [18] adta meg 1948-ban. A kvantált vákuum elektromos terének nullponti ingadozása hatással van a hidrogénatomban kötött elektrorra. Ezáltal az elektron arra kényszerül, hogy nyugalmi helyzete körül gyorsan és legkülönbözőbb módon mozogjon. A pontszerű elektron ezáltal egy kb. 10^{-12} cm sugarú gömbnek tűnik. Az ilyen elektront a hidrogénatomban rövidebb távolságoknál nem vonzza olyan erősen a mag, mint a pontszerű elektront. Ezért a nulla-pályaimpulzusmomentumú állapotok, mit a $2^2S_{1/2}$, más állapotokkal összehasonlítva, mint a 2^2P , amelyeknél az elektronnak a mag közelében való megtalálási valószínűsége kisebb, energetikailag magasabban fekszenek.

1949-ben Krollal együtt a Bethe-féle számítás relativisztikusáttalánosítását végeztük el [19]. Ezek a számítások a vákuumpolarizációtól származó 27 MHz-energiájú tagot is kiadták, melyet 1935-ben Uehling [20] a Dirac-féle pozitron-elmélet alapján számított ki. Az elektron anomális mágneses momentumától származó járulékok, melyet 1947-ben Breit [21] vett tekintetbe, 68 MHz-nek adódott. Különböző szerzők további kis korrekciókat számítottak ki. Ezek közül legnagyobb a kb. 7 MHz-t kitevő, Baranger [22] által kiszámított korrekció, mely az elektron kötését pontosab-

ban veszi tekintetbe. Jelenleg még egy 0,5 MHz eltérés van az elmélet és tapasztalat között, aminek magyarázata nem ismeretes.

Nagyon fontos lenne, hogy további figyelmet szenteljenek ennek a problémának, mind kísérleti, mind elméleti vonatkozásban. Ha az elmélet és tapasztalat között 0,1 MHz pontosságú egyezés elérhető lenne, akkor ez azt jelentené, hogy a hidrogénatom $2S$ és $2P$ állapotainak energiakülönbsége a kötési energiák néhány 10^{-9} -szeresének pontosságáig egyezik a tapasztalattal, vagyis, hogy a Coulomb-féle erőtvényben a kitevő ugyanilyen pontossággal kettő. Még másként azt is mondhatnánk, hogy az elektron anomális mágneses momentuma 1:680 pontossággal lenne ismert. Ez a Kusch [23] által direkt módon elért mérési eredménnyel való használható összehasonlítást tenné lehetővé. Végül még szeretném említeni, hogy a finomszerkezeti dublettek felhasadása a finomszerkezeti állandó legpontosabb és közvetlenebb kiszámítását teszi lehetővé. Egy eljövendő elméletnek lesz a feladata, hogy annak numerikus számértékét, kb. $1/137$ -t megmagyarázza.

Willis E. Lamb Jr.

Stanford, Kalifornia

Fordította Nagy Károly

IRODALOM

1. W. V. Houston, Phys. Rev. 51. 446 (1937) és R. C. Williams, Phys. Rev. 54. 558 (1938).
2. W. E. Lamb Jr. és L. J. Schiff, Phys. Rev. 53. 651 (1938).
3. A. Cobas és W. E. Lamb Jr., Phys. Rev. 65. 327 (1944).
4. G. E. Becher és S. H. Autler, Phys. Rev. 70. 300 (1946); W. E. Lamb Jr. Phys. Rev. 70. 308 (1946).
5. G. Herzberg „Atomic Spectra and Atomic Structure” (Prentice-Hall, Inc. New York 1937)
6. O. Betz, Ann. Phys. 15. 321 (1932) és T. Haase, Ann. Phys. 23. 675 (1935).
7. H. A. Bethe, Hanb. d. Phys. (1933) 2. kiadás, 24/1 kötet 452—462.
8. H. W. Webb, Phys. Rev. 24. 113 (1924).
9. W. E. Lamb Jr. és R. C. Retherford, Phys. Rev. 72. 241 (1937); 79. 549 (1950); 81. 222 (1951); W. E. Lamb Jr. Phys. Rev. 85. 259 (1952); W. E. Lamb Jr. és R. C. Retherford, Phys. Rev. 86. 1014 (1952).
10. S. Triebwasser, E. S. Dayhoff és W. E. Lamb Jr. Phys. Rev. 89. 98 (1953); E. S. Dayhoff, S. Triebwasser és W. E. Lamb Jr. Phys. Rev. 89. 106 (1953).
11. W. E. Lamb Jr. és Miriam Skinner, Phys. Rev. 78. 539 (1950).
12. M. Deutsch és E. Dulit, Phys. Rev. 84. 601 (1951); M. Deutsch és S. C. Brown, Phys. Rev. 85. 1047 (1952).
13. W. E. Lamb Jr. és T. M. Sanders Jr., Phys. Rev. 103 313 (1956). W. E. Lamb Jr. Proc. Amer. Acad. Arts. Sci. 82. 344 (1953).
14. T. H. Maiman és W. E. Lamb Jr. Phys. Rev. 98, 1194 (A) 1955; További közlemények előkészületben.
15. I. R. Oppenheimer, Phys. Rev. 35. 461 (1930).
16. V. F. Weisskopf, Z. Phys. 90. 817 (1934).
17. H. A. Bethe, Phys. Rev. 72. 339 (1947).
18. T. A. Welton, Phys. Rev. 74. 1157 (1948).
19. N. M. Kroll és W. E. Lamb Jr. Phys. Rev. 75. 388 (1949).
20. F. A. Uehling, Phys. Rev. 48. 55 (1935).
21. G. Breit, Phys. Rev. 72. 984 (1947).
22. M. Baranger, Phys. Rev. 84. 866 (1951).
23. P. Kusch, Nobel-díjas előadás 1955. Phys. Blaetter 7 (1956).

1956. nov. 7-én elhunyt Szabó Gábor nyugalmazott főiskolai tanár, aki Társulatunknak 1902 óta, 54 év óta tagja.

Szabó Gábor a Társulat újjáalakításánál és néhány előadóülésén még jelen volt, de magas kora miatt már csak hazulról figyelte a fizikai élet eseményeit. Az idősebb fizikusok azonban tudják, hogy Szabó Gábor jelentős személy volt a hazai fizikai élet kifejlődésében.

Szabó Gábor 1876-ban született Szatmárnémetiben, mint tímármester ötödik gyermeke. Az 1867-es kiegyezéssel a magyar élet kevés szakemberrel, de nemes lelkesedéssel indult a szabadabb fejlődésnek. Ez a reményteljes elindulás és nemes lelkesedés inspiráló módon hatott a fiatalságra. Ennek a nemes hazafiságnak a hatása Szabó Gábor egész életén át megmaradt irányító elvnek. Kiváló diák volt. Komoly ösztöndíjat kapott akkor, amikor ösztöndíj alig volt. 1899-ben matematika—fizika szakos középiskolai tanári diplomát nyer és gyakornok lesz Eötvös Loránd mellett.

Egyéves katonai önkéntes szolgálata után kinevezést nyer a Veres Pálné utcai leánygimnáziumba. Szabó Gábor élete ettől kezdve a közéleté. Az én egyetemi hallgató koromban a neve a fizika-oktatás területén közismert volt.

Hirtelen lendülettel indul meg a magyar szellemi élet, ennek kebelében a magyar középiskolai tanári élet is és Szabó Gábor mindebben részt vett, mint aktív szervező és előadó.

1904-ben választmányi tagja a Budapesti Tanári Körnek. 1914-ben tagja lesz az Eötvös Loránd által kezdeményezett fizikai reformbizottságnak. Élénk részt vesz a Budapesti Tanáregyesület előadó ülésein.

Az 1914-ben kitört világháború mindezt a lendületbe induló nemzeti életet leállítja. Szabó Gábort sebesülés éri a szerb fronton, majd 1915-ben az orosz határára fogságba esik. A krasznójarszki fogolytáborban is tanárkodott, továbbképző kurzusokat szerveztek és ő itt fizikai előadásokat tartott.

Hazatérése után a Polgáriiskolai Tanárképző Főiskolára nevezik ki 1921-ben. Ettől kezdve vezető alakja a hazai fizika-oktatásnak. Részt vesz a Közoktatási Tanács munkájában. Az iskolán kívüli népművelés céljaira természettudományi könyvek írására kap megbízást. 1928-ban az Eötvös Loránd Matematikai és Fizikai Társulat választmányi tagja lesz. Az Apponyi-kollégiumban szakvezető tanár. A középiskolákban egyike volt az elsőeknek, aki bevezette a fizikai gyakorlatokat. 1934-ben ment nyugdíjba.

1932—1939 között Társulatunk pénztárosa. Ugyanitt élénk részt vett a középiskolai fizikai tanulóversenyek rendezésében. 1941-ben — 39 évi tagság után — a Társulat tiszteleti tagja lesz. Nagy szerepe van abban, hogy a pesti tanári élet spontán érdeklődéssel telt meg. Több oktató-filmje készült el. Igen sok pedagógiai cikket írt, olyant is, amely a fizika és a matematika kapcsolatával és ezek oktatásával foglalkozik. A Középiskolai Matematikai és Fizikai Lapokban, a Fizikai és Kémiai Didaktikai Lapokban, a Természettudományi Közönyben, az Urániában 45 munkája jelent meg.

Szabó Gábor gazdag egyéniség volt. Szigorú szaktudás, acélos jellem. Kevés, de súlyos szavú tanár. Öreg korában derűs, kiegyensúlyozott embert ismertem meg benne, akiben szív és szeretet van a szakmája — a fizika — és a nevelés iránt. Élete utolsó évében még vállalkozott arra, hogy leírja személyes emlékeit a készülő Magyarországi Fizikai Történethez.

Hosszú élete mély nyomokat hagyott a magyar szellemi élet területén. Azok, akikre szelleme hatott, ezt a hatást lelükben, szellemükben tovább viszik és így az ő szelleme, az ő szellemének ezernyi impulzusa továbbrezegnek a magyar szellemi élet levegőjében. A Társulat ezt tudatosan tudja és emlékét szeretettel őrzi.

Gyulai Zoltán

A kvantumfizika elemei

I. A fizikai mennyiségek

Abban a nagy tudományos-technikai fejlődésben, amely a reneszánszban kezdődött és napjainkig tart, a fizika játsza az úttörő szerepet. Először a fizika jutott a fejlettség olyan magas fokára, hogy felismerte az egyes jelenségek körök alapvető törvényeit és ezek alapján kvantitatív kijelentéseket tudott tenni a természeti jelenségek lefolyására vonatkozólag. A XVII., XVIII. és XIX. század kutatói olyan átfogó törvényeket tártak fel, amelyek a jelenségek széles területén alkalmasak voltak minden folyamat pontos értelmezésére. Ezt a hatalmas teljesítőképességű rendszert, mely az emberi haladás legszebb eredményei közé tartozik, nevezük *klasszikus fizikának*.

A klasszikus fizika átformálta a világról alkotott képünket és létrehozta a technikát, a nagyipart. A gőzgép és a benzinmotor, a repülő és a rádió egyaránt a klasszikus fizika gyermeke. Mikor az emberiség eljutott a XX. század küszöbére, a tudósok méltán mondhatták, hogy a nagy alkotás lezárásához közelednek. Úgy látszott, hogy csak részletkérdések megoldása van hátra. A megoldandó problémák közül, amelyeket a XIX. század örökölt hagyott, a legfontosabbakat említjük: a hőmérsékleti sugárzás spektruma, az atomi részecskék szerkezete és mozgástörvényei, a fénysugár születésének és elnyelésének kérdése.

Amikor a fizikusok kézbe vették e problémákat, csakhamar minden területen meglepő eredmények születtek: egymásután ismertek fel olyan jelenségeket, amelyekre a klasszikus fizika törvényei nem alkalmazhatók. A pontos mérések, szellemes kísérletek feltárták a klasszikus fizika határait. A kutató ember átlépte ezeket a határokat. Biztos vezetője volt: a tapasztalás. Ez segítette abban, hogy lépésről lépésre felismerjék az új törvényeket. Alapjainál kellett kezdeni a fizikai ismeretek szerzését, mert kiderült, hogy a klasszikus fizikában éppen a megalapozásnál vannak hiányok. Három évtized alatt az élettelen természet törvényeinek olyan átfogó rendszerét kutatja fel a modern tudomány, amely a klasszikus fizikához, három évszázad nagy alkotásához mérhető: megszületett a kvantumfizika. A klasszikus fizikában ma a kvantumfizika egyik fejezetét, egyik közelítését látjuk. Napjainkban már a többi fejezet is bevonult a mindennapi gyakorlatba. A hangosfilm és a televízió, a spektroszkópiai anyagvizsgálat és a radioaktív nyomjelzők, a tranzisztor és az atomerőművek olyan törvények alapján működnek, amelyek már az új területre, a *kvantumfizika* területére esnek.

A következőkben megkíséreltem, hogy bemutassam a kvantumfizika alap gondolatait, alapvető fogalmait. Nem ígérhetem azt, hogy pontos szakmai ismereteket adok, de azt talán szabad remélnem, hogy segítek az elmélettől távol állóknak a kvantumfizikára jellemző forradalmian új szem-

léletmód megismerésében, amely a XX. század tudományos világ képének alapjául szolgál. Nem várhatom, hogy az elmondandók minden vitalehetőség felett álljanak, azonban törekedni próbáltam, hogy a kvantummechanika széles körben elfogadott tételeihez csak annyi egyéni motívumot kapcsoljak, amennyit ez az előadási forma elkerülhetetlenül szükségessé tesz.

Hőmérsékleti sugárzás

A melegített testek elektromágneses sugárzást bocsátanak ki. A kibocsátott sugárzás intenzitása és energiájának különböző frekvenciájú hullámokra való eloszlása (a spektrális eloszlás) elsősorban az izzó test hőmérsékletétől, másodsorban annak anyagi minőségétől függ. Az anyagi minőségtől való függés szilárd testeknél nem lényeges, különösen csekélylé válik fekete színű testeknél. A fekete test sugárzásának spektrális eloszlása sok elméleti kutatás tárgyát képezte. A termodinamika teljessé tételének igénye mellett az is felkeltette a XIX. század végén az érdeklődést a probléma iránt, hogy az állócsillagok hőmérsékletének tudományos meghatározása a sugárzási törvények alapján lehetséges.

Tekintsünk egy tükörfalú üreget, amelyben egy T hőmérsékletű sugárzó testecske van. Ennek sugárzása az üreget elektromágneses hullámokkal tölti meg, azok a testecskén újra elnyelődnek, végül termodinamikai egyensúly áll be a sugárzó test és a sugárzási tér közt. Az így kialakult sugárzás ugyanolyan spektrális eloszlást mutat, mint az abszolút fekete test sugárzása.

A termodinamikai egyensúly törvényeit az ismeretlen belső szerkezetű izzó test helyett az üregben kialakuló egyes állóhullámokra alkalmazzuk. Tudjuk, hogy pl. egy húr vagy membrán méretei megszabják a lehetséges sajátrezgések frekvenciáját és két adott határfrekvencia közé eső sajátrezgés-típusok számát. Hasonló igaz az elektromágneses hullámokra is. Az elektrodinamika szerint azon állóhullámformák száma, melyek a V térfogatú üregben ν és $\nu + d\nu$ közé eső frekvenciával kialakulhatnak,

$$dN_\nu = \frac{8\pi V}{c^3} \nu^2 d\nu. \quad (1)$$

(c a fénysebesség). Az olyan objektumot, mely harmonikus rezgés végzésére képes, oszcillátornak nevezzük. Eredményünk szerint a sugárzás $d\nu$ sáv-szélességű tartománya dN_ν oszcillátort tartalmaz.

Számítsuk ki, mekkora átlagos energia jut egy oszcillátorra. A klasszikus fizika szerint minden fizikai mennyiségnek, így az energiának az értéke is folytonosan változik. A számítás megkönnyítése végett azonban tegyük fel, hogy az oszcillátor-

energia a kicsiny ε_0 érték egész számú többszöröse lehet,

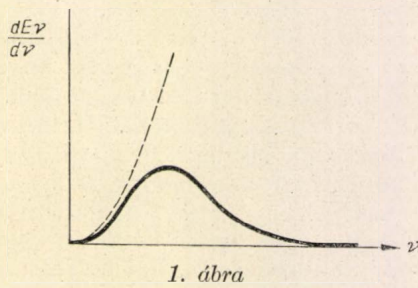
$$\varepsilon_n = n \varepsilon_0, \quad n = 0, 1, 2, \dots \quad (2)$$

N megkülönböztethető objektum, pl. oszcillátor közül a statisztikus mechanika szerint T hőmérsékleten átlagosan

$$N_n = N \frac{e^{-\varepsilon_n/kT}}{\sum_n e^{-\varepsilon_n/kT}}$$

rendelkezik ε_n energiával. (k a Boltzmann-állandó.) Az objektumok halmazának teljes energiája tehát

$$E = \sum_{n=0}^{\infty} \varepsilon_n N_n = N \frac{\sum_n \varepsilon_n e^{-\varepsilon_n/kT}}{\sum_n e^{-\varepsilon_n/kT}},$$



1. ábra

egy objektum $\bar{\varepsilon}$ átlag energiája ennek N -edrésze. (2) figyelembevételével $\bar{\varepsilon}$ meghatározható. A nevezőben egy könnyen összegezzhető mértani sor szerepel,

$$\sum_n e^{-\varepsilon_n/kT} = \sum_n (e^{-\varepsilon_0/kT})^n = (1 - e^{-\varepsilon_0/kT})^{-1}.$$

A számláló ennek $-1/kT$ szerint vett differenciálhányadosa. Mindezt felhasználva $\bar{\varepsilon}$ zárt alakban felírható:

$$\bar{\varepsilon} = \frac{\varepsilon_0}{e^{\varepsilon_0/kT} - 1}. \quad (3)$$

A klasszikus fizikának megfelelő folytonos energia-eloszlásra $\varepsilon_0 \rightarrow 0$ határátmenettel térhetünk át. Az exponenciális függvény hatványsorképletét felhasználva

$$\begin{aligned} \bar{\varepsilon} &= \frac{\varepsilon_0}{\left[1 + \frac{1}{1!} \left(\frac{\varepsilon_0}{kT} \right) + \frac{1}{2!} \left(\frac{\varepsilon_0}{kT} \right)^2 + \dots \right] - 1} = \\ &= \frac{kT}{1 + \frac{\varepsilon_0}{2kT} + \dots} \end{aligned} \quad (4)$$

$\varepsilon_0 \rightarrow 0$ határátmenet után az egyszerű

$$\bar{\varepsilon} = kT \quad (5)$$

eredményre jutunk.

A T hőmérsékletű sugárzási tér dv sávszélességű tartományában dN_v számú oszcillátor van, így az ebbe jutó sugárzó energia

$$dE_v(T) = \bar{\varepsilon} dN_v = \frac{8\pi V}{c^3} kT v^2 dv. \quad (6)$$

Ez a Rayleigh és Jeans által felállított sugárzási törvény. Az 1. ábra szaggatott vonala mutatja a hőmérsékleti sugárzás (6) által adott spektrális eloszlását. Mellé kihúzott vonallal a tapasztalati görbét rajzoltuk fel. Látjuk, hogy alacsony frekvenciáknál a Rayleigh—Jeans-törvény jól egyezik a tapasztalattal. Magasabb frekvenciáknál az egyezés azonban teljesen elromlik.

A hőmérsékleti sugárzás tanulmányozása vezetett először olyan pontra, ahol a klasszikus törvények határozottan hibás, a megfigyeléseknek ellentmondó eredményt szolgáltatnak. A probléma a századforduló fizikusai előtt nyilvánvaló volt. Max Planck a tapasztalt spektrális eloszlás vizsgálatából arra a következtetésre jutott, hogy a magasabb frekvenciájú oszcillátorokra nem juthat kT energia, hanem csak annál kevesebb. Kutatni kezdte, a levezetés melyik alapfeltevését kell módosítani ahhoz, hogy a végeredmény a természet ezen sajátosságát tükrözze. A (4) képlet azt mutatja, hogy $\bar{\varepsilon}$ mindaddig kisebb kT -nél, amíg az $\varepsilon_0 = 0$ határesetre nem térünk át. kT és ε_0 különbsége annál nagyobb, minél nagyobbra választjuk ε_0 számértékét. Hogy a tapasztalt spektrális intenzitás-eloszlással egyezésbe jusson, Planck az energia folytonosságának elejtésére kényszerült. Az $\varepsilon_0 = 0$ határátmenet helyett bevezette ε_0 véges, frekvenciával arányos voltának hipotézisét.

$$\varepsilon_0 = h\nu. \quad (7)$$

Ezt felhasználva (3) az oszcillátor átlagenergiájának következő kifejezésére vezet:

$$\bar{\varepsilon} = \frac{h\nu}{e^{h\nu/kT} - 1}. \quad (8)$$

Ez magas frekvenciáknál a kT érték alá csökken. Planck feltevése a hősugárzás spektrális intenzitás eloszlására a következő törvényt adja:

$$dE_v(T) = \frac{h\nu}{e^{h\nu/kT} - 1} dN_v = \frac{8\pi V}{c^3} \frac{h\nu}{e^{h\nu/kT} - 1} v^2 dv. \quad (9)$$

Ha h értékét $6,62 \cdot 10^{-27}$ erg sec-nek választjuk, a (9) Planck-féle sugárzási törvény pontosan egyezik a megfigyelt spektrális eloszlással, az ábra kihúzott görbéjével. Ez bizonyítja a diszkrét oszcillátor-energia hipotézisének helyességét. Planck eredménye a hőmérsékleti sugárzás problémakörének teljes megoldását adja. Felfedezésének évétől, 1900-tól számítjuk a kvantumfizika kialakulását.*

* Planck eredetileg nem az egyes fénycsomagokat, hanem a fényforrást tekintette oszcillátornak. Az itt bemutatott tárgyalás Debye nevéhez fűződik.

Planck az oszcillátor-energia

$$\varepsilon_n = n h \nu \quad (n = 0, 1, 2, \dots) \quad (10)$$

által megszabott kvantumos voltát csak speciális esetben ismerte fel. A fénylektromosság tanulmányozása vezette 1905-ben Albert Einsteint arra a felismerésre, hogy az elektromágneses hullámok általános sajátságáról van szó. Így sikerült felállítani a fémfelület megvilágításakor kilépő elektronok E energiájának és a beeső fény ν frekvenciájának kapcsolatát kifejező egyenletet:

$$h\nu = A + E.$$

A $h\nu$ fényenergia-kvantum elnyelése fedezi az A kilépési munkát és az E kinetikus energiát.

A szilárd anyag fajhője

A fizikai kutatások másik olyan fejezetét, amelynek nagy szerep jutott a kvantumfizika kialakulásában, a szilárd anyag fajhőjére vonatkozó vizsgálatok alkotják.

Egy mólnyi anyagmennyiség $L = 6 \cdot 10^{23}$ számú molekulát tartalmaz. Tételezzük fel, hogy az anyag kristályos szerkezetű. T hőmérsékleten a molekulák nincsenek teljes nyugalomban, hanem egyensúlyi helyzetük körül rezgéseket végeznek. T -t növelve a rezgések kitérése és energiája növekszik. Azt az C energiamennyiséget, amely a hőmérsékletet 1° -kal növeli, nevezzük mólhőnek.

Egy kiszemelt molekula térbeli mozgása három egymásra merőleges irányú rezgésre bontható, ezért minden molekula három lineáris oszcillátor szuperpozíciójának tekinthető. Egy mólnyi kristályos anyag tehát $3L$ oszcillátort reprezentál. A klasszikus fizika szerint egy oszcillátorra jutó energiát (5) adja meg (ekvipartíció tétele). A kristály teljes energiája tehát

$$E = 3 L k T = 3 R T. \quad (11)$$

($R = Lk$ az általános gázállandó.) (11)-ből leolvasható az 1° hőmérséklet emeléséhez szükséges energia értéke.

$$C = \frac{dE}{dT} = 3 R = 6 \text{ cal fok}^{-1}.$$

Ez a Dulong—Petit-törvény, amely szerint a mólhő az anyagi minőségtől független állandó (2. ábra szaggatott vonala). A mólhő azonban a hőmérséklet csökkentésével minden esetben zérushoz tart, ami ugyanolyan ellentétben áll a klasszikus Dulong—Petit-törvénnyel, mint a hősugárzás spektrális eloszlása a klasszikus Rayleigh—Jeans-törvénnyel.

Albert Einsteinnek támadt az a merész gondolata, hogy az elektromágneses hullám-oszcillátorokra helyesnek bizonyult (10) képletet a kristályok molekula-oszcillátoraira is alkalmazni próbálja. Így (8) szerint a mólnyi anyag belső energiája

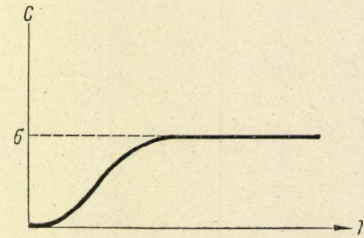
$$E = 3 L \bar{\varepsilon} = 3 L \frac{h\nu}{e^{h\nu/kT} - 1}.$$

Képezzük a mólhő kifejezését.

$$C = \frac{dE}{dT} = 3 R \left(\frac{T_0}{T} \right)^2 \frac{e^{-T_0/T}}{(1 - e^{-T_0/T})^2}, \text{ ahol } T_0 = h \nu k^{-1}.$$

Ez magas hőmérsékleten ($T \rightarrow \infty$) átmegy a klasszikus (11) Dulong—Petit-értékbe, alacsony hőmérsékleten azonban az alá csökken és $T = 0$ esetén zérussá válik.

Einstein sikere azt mutatja, hogy az oszcillátor-energia kvantáltsága nem korlátozódik az elektromágneses sugárzásra. A tapasztalat erősíti meg azt



2. ábra

a feltevést, hogy a rezgőmozgás energiája (kitérése) nem vehet fel akármilyen értéket, csak a (10) által megadott értékek valamelyikét. Ebben nem az elektromágneses hullámok különleges sajátságát, hanem sokkal inkább egy addig ismeretlen, általános érvényű természeti törvény megnyilvánulását kell látnunk.

Az atomok vonalas színeképe

A gázállapotban levő anyag atomjai által kisugárzott színekép vonalas szerkezetű. Az emittált színeképvonalakra vonatkozólag egyik legrégebben felismert törvényszerűség a következő: Ha egy atom ν_1 és ν_2 frekvenciájú színeképvonalat képes kisugározni, gyakran fellép a $\nu_1 + \nu_2$ és $\nu_1 - \nu_2$ frekvencia is. Ez a Ritz-féle kombinációs elv.

A kombinációs elvből a spektroszkópusok azt a következtetést vonták le, hogy előnyös az atomszínekép rezgésszámait két kifejezés, két termkülönbségeként előállítani:

$$\nu_{ik} = T_i - T_k. \quad (12)$$

Az atomszíneképet a $T_1, T_2, \dots, T_k, \dots$ termsorozattal lehet jellemezni. (Ekkor $\nu_{ik} + \nu_{kl} = \nu_{il}$, $\nu_{il} - \nu_{kl} = \nu_{ik}$ is ilyen termkülönbségeként állítható elő.) A vonalfrekvenciák (12) alakja nem hagyott kétséget afelől, hogy a természet eddig ismeretlen törvényszerűségének megnyilvánulásával állunk szemben. A termék fizikai értelmét a Planck—Einstein-féle (7) fénykvantum-feltevés alapján Bohrnak sikerült megadni. Az atom által kisugárzott foton energiája (12) alapján

$$h \nu_{ik} = E_k - E_i$$

alakban írható fel. Kézenfekvő az ebben szereplő $E_k = -h T_k$ atomi állandót a gerjesztett atom

energiájának, az $E_i = -hT_i$ atomi állandót az alapállapotban levő atom energiájának tekinteni, mert ekkor a fenti *Bohr-féle frekvenciafeltétel* a fényemisszió energiámérlegét fejezi ki.

A Bohr-féle frekvenciafeltétel fontos felvilágosítással szolgál az atomok belső állapotára vonatkozólag. Az *atomszínképek vonalas jellegéből arra kell következtetnünk, hogy az atomok energiája csak meghatározott $E_1, E_2, \dots, E_k, \dots$ értékeket vehet fel.* Ennyiben az atomok az oszcillátorokra hasonlítanak. A gerjesztési energia lehetséges értékei különböző elemek atomjainál különbözőek, azokat azonban az empirikus termék ismeretében ($-h$ -val való szorzással) meghatározhatjuk. Például a hidrogénatom esetében *Balmer* és mások felismerték, hogy a vonaltermek egyszerű alakúak:

$$T_n = \frac{3,3 \cdot 10^{15} \text{ sec}^{-1}}{n^2}, \text{ ebből } E_n = -hT_n = -\frac{13,5 \text{ eV}}{n^2} \quad (13)$$

adódik a hidrogénatom energiaértékeire.

Azt a következtetést, hogy az atomok kvantált energiaállapotokban létezhetnek, közvetlen mérések (Franck—Hertz-kísérlet) megerősítik.

A röviden ismertetett megfigyelésekből azt a tanulságot kell levonnunk, hogy az atomfizikában szereplő fizikai mennyiségek gyakran nem folytonos változók, hanem kvantáltak, diszkrét értékkészlettel rendelkeznek. Az energián kívül más fizikai mennyiségeknél is ezt tapasztalhatjuk: az elektromágneses sugárzás impulzusánál (Compton-szórás), az atomok mágneses momentumánál (Stern—Gerlach-kísérlet), impulzusmomentumánál (Einstein—Haas-kísérlet). A fizikai mennyiségek egyes diszkrét értékeinek különbsége általában igen kicsiny, a h Planck-állandó nagyságrendjébe esik. A makrofizika, az elmúlt évszázadok fizikája ezeket az értékeket nem tudta megkülönböztetni egymástól. Csak a XX. század kezdete óta van lehetőség ilyen jelenségek tanulmányozására. Az a körülmény, hogy a klasszikus fizika folytonos mennyiségekkel dolgozhatott és dolgozott, első sorban mérőeszközei pontatlanságával magyarázható.

A fizikai mennyiségek matematikai leírása

A tapasztalat megtanított arra, hogy a természetben mind folytonos, mind diszkrét (kvantált) értékkészlettel rendelkező fizikai mennyiségek előfordulnak. (Előbbire példa egy szabad elektron helykoordinátája, impulzusa, utóbbira pedig a hidrogénatomban kötött elektron energiája, mágneses momentumának valamelyik komponense.) A klasszikus fizikában minden fizikai mennyiség értékkészletét folytonosnak gondolták, ezért indokolt volt a fizikai mennyiségek folytonos és differenciálható függvényekkel való leírása. Kvantált értékekkel rendelkező fizikai mennyiségek leírása

sára a folytonos és differenciálható függvények természetesen nem alkalmazhatók.

A klasszikus tárgyalásmód megváltoztatására a tapasztalat kényszerít. Új tárgyalásmód nélkül nem képzelhető el a kvantumos jelenségeket helyesen értelmező elmélet kiépítése. Több próbálkozás után** az 1925—1927 időszakban először *Werner Heisenberg*, majd teljes általánosságban *P. A. M. Dirac* ismerte fel, hogy a fizikai mennyiségek matematikai reprezentánsaiul nem a klasszikus fizikában szokásos *függvényeket*, hanem az *operátorokat* kell tekintenünk.

Függvénynek a matematikában olyan hozzárendelést nevezünk, amely bizonyos számoknak más számokat feleltet meg. Például a sinusfüggvény a 0, $\pi/2$, π számokhoz rendre a 0, 1, 0 számokat rendeli.

Operátor alatt olyan műveleti utasítást értünk, amely bizonyos függvényekhez más függvényeket rendel. Operátorokra példák a következők:

egy számmal, pl. 5-tel való szorzás, amely x^2 -hez, $\log x$ -hez, e^x -hez rendre az $5x^2$, $5 \log x$, $5e^x$ függvényeket rendeli,

a differenciálás, mely ugyanezekhez a $2x$, $1/x$, e^x függvényeket rendeli,

az 1 és x határok közt való integrálás, amely a fenti három függvényt az $(x^3 - 1)/3$, $x \log x - x + 1$, $e^x - 1$ függvényekbe viszi át.

A fenti példák mutatják, hogy az operátorfogalom a függvényfogalomnak magasabb szinten való matematikai általánosítása. Az operátorokat a jövőben vastag szedéssel, a függvényeket görög betűvel jelöljük.

Például D alatt a differenciáloperátort értve

$$D\varphi(x) = \frac{d\varphi(x)}{dx}$$

vagy I alatt az integrálás operátorát értve,

$$I\varphi(x) = \int_1^x \varphi(x') dx'.$$

D , I és a többi operátorok tehát a $\varphi(x)$ függvényen valamilyen művelet elvégzését írják elő. A művelet végrehajtása után kapott függvényeket $D\varphi$ -vel, $I\varphi$ -vel stb. jelöljük.

Operátorok körében is értelmezhetők a szokásos matematikai műveletek, például két operátor összegét, illetve szorzatát így definiáljuk:

$$(A + B)\varphi = A\varphi + B\varphi;$$

$$(A \cdot B)\varphi = A\kappa, \text{ ahol } \kappa = B\varphi. \quad (14)$$

Bizonyos esetekben előfordulhat, hogy a kiszemelt A operátor által előírt művelet valamely φ függvényt ugyanezen függvény konstansszorosába viszi át.

$$A\varphi = a\varphi.$$

** Voltaképp ennek részleges felismerését tartalmazza Bohr elmélete: Bohr *ad hoc* feltételezte, hogy az impulzusmomentum csak $h/2\pi$ többszöröse lehet, és ebből le tudta származtatni több fontos fizikai mennyiség lehetséges értékeit.

Az ilyen φ függvényeket az **A** operátor saját-függvényeinek nevezzük. A megfelelő a számok az **A** operátor sajátértékei. Saját függvények esetében az operátorral való „szorzás” az a számmal való szorzásnak felel meg. Ezért a sajátértékeket az operátor mint mennyiség lehetséges értékeinek tekintjük.

A sajátértékek vizsgálatánál első példaként tekintsük a $\mathbf{D} = d/dx$ differenciáloperátort. Ennek sajátértékegyenlete

$$\frac{d\varphi}{dx} = a\varphi.$$

Az egyenletből látható, hogy $\varphi = e^{ax}$. Ilyen módon a folytonos értékészletéhez található sajátfüggvény, tehát **D** sajátértékei folytonosak.

Második példaként tekintsük azt a **T** operátort, amely a $\psi(x)$ függvényhez a $\psi(-x)$ függvényt rendeli:

$$\mathbf{T}\psi(x) \equiv \psi(-x).$$

Írjuk fel **T** sajátértékegyenletét.

$$\mathbf{T}\varphi(x) = a\varphi(x).$$

Alkalmazzuk az egyenlet mindkét oldalára még egyszer a **T** operátort, a baloldalon vegyük figyelembe, hogy $\mathbf{T}^2 = 1$, a jobboldalon pedig azt, hogy φ sajátfüggvény. Kapjuk:

$$\varphi(x) = a^2\varphi(x).$$

Ebből leolvasható, hogy $a^2 = 1$. A **T** operátor sajátértékei tehát diszkrét, nevezetesen a $+1$ és a -1 számok. A megfelelő sajátfüggvények a

$$\varphi(-x) = \varphi(x) \quad (a = +1)$$

sajátsággal értelmezett páros függvények (e^{-x^2} , $\cos x$ stb.) és a

$$\varphi(-x) = -\varphi(x) \quad (a = -1)$$

által értelmezett páratlan függvények (xe^{-x^2} , $\sin x$ stb.).

Ilyen előkészítés után a fizikai mennyiségeknél megfigyelt kvantáltság elméleti megfogalmazásaként a következő alapfeltevést vezetjük be:

*A fizikai mennyiségek matematikai leírására operátorok szolgálnak. A fizikai mennyiség lehetséges értékei a hozzárendelt operátor sajátértékeivel azonosak. Ez azt jelenti, hogy a kérdéses fizikai mennyiségen elvégzett mérés nem vezethet más eredményre, mint a megfelelő operátor valamelyik sajátértékére.****

*** Amiként a klasszikus fizikában nem használhattunk tetszőleges függvényeket fizikai jelenségek leírására (egy tömegpont pályáját nem írhatja le szakadós függvény, az energiát komplex kifejezés), úgy a kvantumfizikában is bizonyos megszorítások szükségesek. Az operátoroknak elsősorban *lineáris*nak kell lenniük:

$$\mathbf{A}(c_1\psi_1 + c_2\psi_2) = c_1(\mathbf{A}\psi_1) + c_2(\mathbf{A}\psi_2),$$

másrészt *hermitikus*nak: csak valós sajátértékekkel rendelkezhetnek. (Az utóbbi követelmény szükségessége az operátorok fizikai jelentéséből nyilvánvaló.) Az operátorok hatásának kitett függvényeknek *reguláris*nak: korlátos, egyértékű és folytonos kifejezéseknek kell lenniük.

A most felállított alapfeltevésből kiindulva csak akkor válik lehetővé egy fizikai mennyiség lehetséges értékeinek (például a hidrogénatom energiaszintjeinek) elméleti leszámaztatása, ha tudjuk, hogy az egyes fizikai mennyiségeknek konkrétan milyen matematikai operátorokat kell megfeleltetnünk. Erre vonatkozólag a klasszikus fizika területére eső korábbi ismereteink nyilván nem nyújthattak felvilágosítást. Feltevésekkel kellett élni. A próbálkozások során felállított feltevések közül a helyeset következményeinek tapasztalattal való egyezése választja ki. (Azt várjuk például, hogy az oszcillátor energiájának olyan operátor feleljen meg, amelynek sajátértékei $E = 0, h\nu, 2h\nu, \dots$) A helyesnek bizonyult feltevést alaptörvényként, axiómaként elfogadjuk és az elmélet élére állítjuk. A dinamika Newton-féle axiómái sem voltak az Arisztotelész-féle mozgástanból vagy az Archimédész-féle sztatikából dedukálhatók, azok helyességét a tapasztalat bizonyította. Az elektromosságtan alaptörvényei, a Maxwell-egyenletek sem következnek korábbi, mechanikai jellegű ismeretekből, hanem az új területen elvégzett megfigyelések, új gondolatok vezettek felállításukra.

A legtöbb mechanikai mennyiség koordinátából és impulzusokból (sebességekből) épül fel, ezért elegendőnek látszik az \mathbf{x} koordináta és \mathbf{p} impulzusoperátor rögzítése. Az impulzusmomentum, a kinetikus és potenciális energia operátorai ezekből felépíthetők. (Egyszerűség kedvéért egy egyenes mentén történő, egyetlen x -koordinátával leírható mozgásokkal foglalkozunk.)

Az atomok vonalas színeképénél megfigyelt szabályosságok tanulmányozása során Heisenberg arra a következtetésre jutott, hogy a tapasztalattal való egyezés az \mathbf{x} koordináta- és \mathbf{p} impulzusoperátorra vonatkozó alábbi kikötés megkövetelésével érhető el:

$$\mathbf{p} \cdot \mathbf{x} - \mathbf{x} \cdot \mathbf{p} = h/2\pi i. \quad (15)$$

Ezt nevezzük Heisenberg-féle felcserélési törvénynek. Belőle következik, hogy a két operátor szorzatában a tényezők nem cserélhetők fel egymással, alkalmazásuk sorrendje nem közömbös.

$$\mathbf{p} \cdot \mathbf{x} \psi \neq \mathbf{x} \cdot \mathbf{p} \psi,$$

hanem a két sorrendben való alkalmazás után nyert kifejezések különbsége magával a kiindulási ψ függvénnyel arányos. (A makroszkópikus fizikában \mathbf{x} és \mathbf{p} olyan nagy számértékekkel szerepelnek, amely mellett h számértéke elhanyagolható és közelítésként (15) jobboldalára zérust írhatunk. Ez teszi lehetővé, hogy a felcserélhetetlen operátorokat közelítésként felcserélhető számokkal helyettesítsük.)

A Heisenberg-féle felcserélési törvény a kvantumelmélet egyik alapaxiómája. Alkalmazását sajátértékek kiszámításánál egy példán mutatjuk be. A felcserélési törvény további fizikai jelentéséről a II. részben lesz szó.

Az oszcillátor energiasajátértékei

Határozzuk meg (15) alapján az oszcillátor energiasajátértékeit. A rezgő tömegpont energiája az $m v^2/2 = p^2/2m$ kinetikus és $Dx^2/2 = 2\pi^2 \nu^2 m x^2$ potenciális energiából tevődik össze, tehát a teljes energia operátora

$$H = \frac{1}{2m} p^2 + 2\pi^2 \nu^2 m x^2. \quad (16)$$

Ennek sajátértékeit szeretnénk meghatározni. A sajátértékegyenlet

$$H\psi = E\psi. \quad (17)$$

p -t és x -et a (15) egyenlet értelmezi. Vezessük be helyettük a következő operátorokat:

$$a = \sqrt{\pi m \nu / \hbar} \left(x + \frac{i}{2\pi \nu m} p \right),$$

$$a^* = \sqrt{\pi m \nu / \hbar} \left(x - \frac{i}{2\pi \nu m} p \right). \quad (18)$$

(15)-ből és (18)-ból következik, hogy a és a^* a következő egyszerű felcserélési törvénynek tesz eleget:

$$a \cdot a^* - a^* \cdot a = 1. \quad (19)$$

a és a^* felhasználásával az energiaoperátor a következő alakban írható fel:

$$H = \frac{\hbar \nu}{2} (a \cdot a^* + a^* \cdot a),$$

vagy (19)-et is figyelembevéve

$$H = \hbar \nu \left(N + \frac{1}{2} \right), \quad (20)$$

ahol

$$N = a^* \cdot a. \quad (21)$$

H sajátértékeinek meghatározását visszavezettük N sajátértékeinek meghatározására. Könnyen be lehetne látni a (21) definíció alapján, hogy $N = a^* \cdot a$ sajátértékei nem negatív számok. (Ez megfelel annak, hogy a számok körében egy számnak és komplex konjugáltjának szorzata nem negatív.) Jelöljük a pozitív n sajátértékhez tartozó sajátfüggvényt φ_n -nel.

$$N \varphi_n = n \varphi_n. \quad (22)$$

Alkalmazzuk a (22) sajátérték egyenletre az a^* operátort. (21)-et is felhasználva

$$a^* (a^* a) \varphi_n = n a^* \varphi_n.$$

$a^* a$ -t a (19) összefüggésből behelyettesítve, rendezés után ez az egyenlet így írható:

$$N (a^* \varphi_n) = (n+1) (a^* \varphi_n). \quad (23)$$

Látjuk ebből, hogy minden n mellett $n+1$ is sajátérték, $\varphi_{n+1} = a^* \varphi_n$ a megfelelő sajátfüggvény.

Alkalmazzuk a (22) sajátértékegyenletre az a operátort.

$$a a^* a \varphi_n = n a \varphi_n.$$

A (19) összefüggés felhasználása és rendezés után ez az egyenlet így írható:

$$N (a \varphi_n) = (n-1) (a \varphi_n).$$

Látjuk ebből, hogy minden n mellett $n-1$ is sajátérték, $\varphi_{n-1} = a \varphi_n$ a megfelelő sajátfüggvény. Említettük azonban, hogy a sajátérték negatív nem lehet, ezért szükséges, hogy a sajátértékek csökkenő sorozata egyszer véget érjen. Ez annál a φ_0 sajátfüggvényénél következhetik be, amelyből képezett $a \varphi_0$ nem vezet új sajátfüggvényre, hanem zérust ad:

$$a \varphi_0 = 0. \quad (24)$$

(Ilyen φ_0 létezését $n > 0$ volta feltétlenül megköveteli.) (24)-ből következik, hogy a φ_0 sajátfüggvénynek megfelelő sajátérték zérus, hiszen

$$N \varphi_0 = a^* (a \varphi_0) = 0 = 0 \cdot \varphi_0.$$

A zérus tehát N -nek sajátértéke. (23)-ra való tekintettel sajátértéknek kell lenni 1-nek, 2-nek, ..., minden nem negatív egész számnak is. N sajátértékei a nemnegatív egész számok. Ezt felhasználva (20)-ból megkaphatjuk az oszcillátor keregett energiasajátértékeit is:

$$E = n \hbar \nu + \frac{1}{2} \hbar \nu, \quad n = 0, 1, 2, \dots \quad (25)$$

Ez a Heisenberg-féle felcserélési törvényen alapuló eredmény megegyezik a tapasztalatilag felállított (10) kifejezéssel. (Egyedüli eltérést a $\hbar \nu/2$ additív állandó jelent. Ez a legtöbb folyamatnál nem játszik szerepet, mert az energia-különbségekben kiesik. A molekulák rezgési színképének megfigyelése azonban közvetett bizonyítékot szolgáltatott ennek a zéruspont-energiának a felléptére.)

A Schrödinger-egyenlet

Az előző szakaszban egy példán bemutattuk, miként vezetnek el a Heisenberg-féle felcserélési törvény által meghatározott operátorok valamely fizikai mennyiség lehetséges értékeihez. Az ott alkalmazott speciális módszer azonban nem alkalmazható minden esetben. Ezért kíváncsi a felcserélési törvényben szereplő koordináta- és impulzus-operátor konkrét matematikai alakban való előállítására. Erre több mód áll rendelkezésre. Heisenberg *mátrixokkal* dolgozott. Erwin Schrödinger érdeme, hogy megtalálta ezen operátorok legkönnyebben kezelhető alakját:

x -hez rendeljük az x -koordinátával való szorzást:

$$x \equiv x.,$$

\mathbf{p} -hez rendeljük az x szerint való differenciálás $\hbar/2\pi i$ -szeresét:

$$\mathbf{p} = \frac{\hbar}{2\pi i} \mathbf{D} = \frac{\hbar}{2\pi i} \frac{d}{dx}.$$

(15) teljesülése könnyen igazolható:

$$(\mathbf{p} \cdot \mathbf{x} - \mathbf{x} \cdot \mathbf{p}) \psi = \frac{\hbar}{2\pi i} \left[\frac{d}{dx} (x\psi) - x \frac{d\psi}{dx} \right] = \frac{\hbar}{2\pi i} \psi.$$

Alkossuk meg a $V(x)$ potenciális energiával rendelkező tömegpont teljes energia-operátorának konkrét alakját.

$$\mathbf{H} = \frac{1}{2m} \mathbf{p}^2 + V(\mathbf{x}) = -\frac{\hbar^2}{8\pi^2 m} \frac{d^2}{dx^2} + V(x). \quad (26)$$

(Itt felhasználtuk, hogy egy operátor négyzete alatt (14)-et követve az operátor ismételt alkalmazását értjük, tehát a differenciáloperátor négyzete a második differenciálás operátora.) Az energiasajátértékegyenlet

$$\mathbf{H}\varphi = E\varphi,$$

azaz részletezve, rendezés után

$$\frac{d^2\varphi}{dx^2} + \frac{8\pi^2 m}{\hbar^2} (E - V(x)) \varphi = 0. \quad (27)$$

E differenciálegyenletnek csak E bizonyos értékei mellett vannak reguláris megoldásai. Ezek a megoldások a megfelelő probléma energiasajátfüggvényei, a megfelelő E -értékek az energiasajátértékek. A (27) differenciálegyenletet nevezzük *Schrödinger-egyenletnek*. (A Schrödinger által — eredetileg más gondolatmenet kapcsán — bevezetett módszer előnye, hogy az energia lehetséges értékeinek meghatározását egy differenciálegyenlet reguláris megoldásának megkeresésére, tehát jól ismert matematikai feladatra vezeti vissza.)

Ha a tárgyalt részecske mozgása nem korlátozódik egyenes pályára, hanem térben történik, három koordináta alkalmazása szükséges. Az elmélet minden további nélkül általánosítható erre az esetre is. Az energia-operátor:

$$\begin{aligned} \mathbf{H} &= \frac{1}{2m} (\mathbf{p}_x^2 + \mathbf{p}_y^2 + \mathbf{p}_z^2) + V(\mathbf{x}, \mathbf{y}, \mathbf{z}) = \\ &= -\frac{\hbar^2}{8\pi^2 m} \left(\frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2} \right) + V(x, y, z), \quad (28) \end{aligned}$$

a megfelelő energia sajátértékegyenlet (Schrödinger-egyenlet):

$$\frac{\partial^2 \varphi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \varphi}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \varphi}{\partial z^2} + \frac{8\pi^2 m}{\hbar^2} (E - V(x, y, z)) \varphi = 0,$$

azaz

$$\Delta \varphi + \frac{8\pi^2 m}{\hbar^2} (E - V) \varphi = 0. \quad (29)$$

A Schrödinger-egyenlet felhasználásával elméletileg meghatározhatók a legkülönbébb fizikai problémáknál fellépő kvantált-energia értékek. Ha például a hidrogénatomban keringő elektron Coulomb-féle potenciális energiáját, a

$$V(x, y, z) = -\frac{e^2}{\sqrt{x^2 + y^2 + z^2}} = -\frac{e^2}{r} \quad (30)$$

kifejezést helyettesítjük a (29) Schrödinger-egyenletbe, akkor jutunk reguláris megoldásokra, ha E értékét a következőnek választjuk:

$$E = -\frac{2\pi^2 m e^4}{\hbar^2 n^2}, \quad n = 1, 2, 3, \dots$$

Ezek a hidrogénatom energiasajátértékei, teljes megegyezésben (14) alatt felírt, empirikus Balmer-féle kifejezéssel.

A *Schrödinger-egyenlet felállítása lehetővé tette a legkülönbébb fizikai rendszerek (atomok, molekulák, kristályok) energianívóinak elméleti meghatározását, így az egész spektroszkópia pontos megalapozását. Ez a kvantumfizika egyik legragyogóbb, legfontosabb eredménye*. Az eddig megismert új törvények azonban még nem adnak feleletet minden kérdésre. Meg tudjuk határozni, hogy egy fizikai mennyiség mérése milyen (kvantált vagy folytonos) értékekre vezethet, de nem tudjuk megmondani, hogy adott feltételek mellett a lehetséges értékek közül melyiket kapjuk. Nem tudunk még semmit a részecskék, atomok mozgását, időbeli állapotváltozását leíró kvantumfizikai törvényekről. E kérdésekkel foglalkozunk a következő közleményben.

Marx György

Egyetemi Elméleti Fizikai Intézet
KFKI Atomfizikai Osztály
Budapest

Az Arend—Roland üstökös

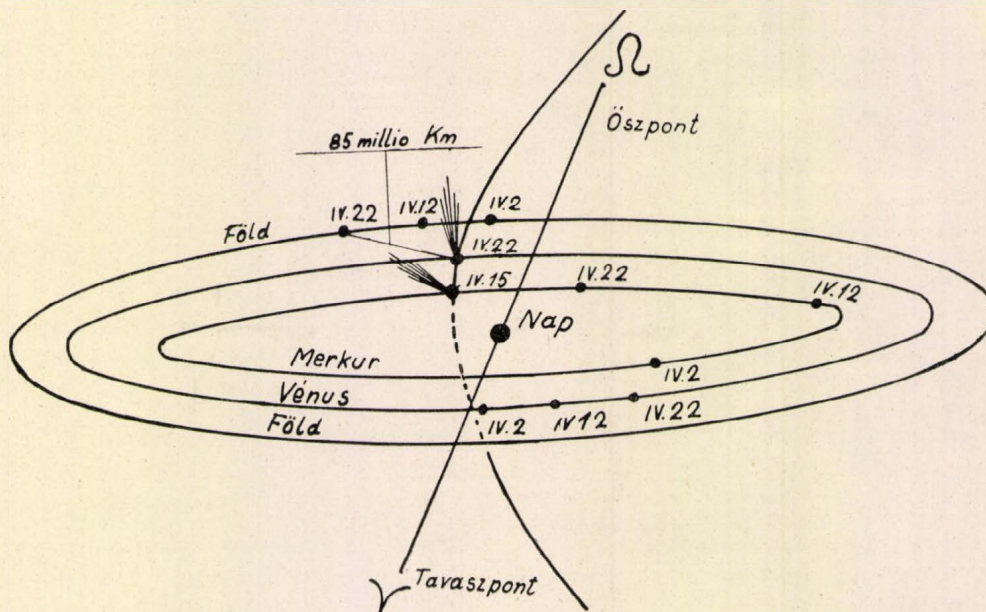
Üstökösök elég gyakran tűnnek fel az égen. Az Arend—Roland üstökös tudományos jelzése 1956 h, ami azt jelenti, hogy a múlt év nyolcadik üstököse volt. Az iránta megnyilvánuló rendkívüli érdeklődést az indokolja, hogy az elmúlt évtizedek legfényesebb üstökösének ígérkezik.

A megfigyelések alapján nyert pályaadatok arra utalnak, hogy hyperbolikus pályán mozog. Az üstökösök eredetéről vallott legújabb felfogás szerint minden üstökös Naprendszerünkhöz tartozik, tehát pályájuk alakja kör vagy ellipszis lehet. A több mint 500 eddig megfigyelt és meg-

bízható pályaelemekkel rendelkező üstökösök két-harmadára adódott először parabola, vagy hyperbola pálya. A bolygók perturbációinak figyelembevételével azonban minden ilyen üstökőspálya rendkívüli mértékben elnyúlt, nagy excentrumosságú elliptikus pályává változott. Minden bizonyosan így lesz ez ebben az esetben is, ha majd a pontos megfigyelések alapján a perturbációszámítást elvégzik.

ekliptikán közvetlenül a Merkúr-pálya mellett történik s a Naptól elirányuló csóva kozmikus mértékkel mérve közvetlenül a Föld mellé irányul. A pontosabb elemzés szerint a Föld nem halad át a csóván.

Az üstökös egy héttel később, április 22-én éri el a minimális földtávolságot 0,573 csillagászati egységre, azaz 85 millió kilométer távolságban.



Gyakorlatilag tehát az Arend—Roland üstökös újnak tekinthető, legutóbbi ittléte alkalmával, talán több százezer évvel ezelőtt még nem volt csillagászat, sem történelemírás.

Az észlelésekkel jó megegyezésben számított efemeris alapjául szolgáló pályaelemek:

Perihéliumátmenet	$T = 1957 \text{ IV. } 8.$ $10^h 62 \text{ Világidő}$
Felszálló csomó (a pálya epliktika fölé való emelkedésének helye)	$\Omega = 308^\circ 743$ ekliptikai hosszúság
Perihéliumpont helyzete	$\pi = 215^\circ 145$ a csomóponttól mérve
Pályahajlás	$i = 119^\circ 988$
Perihéliumtávolság	$q = 0,3167$ csillagászati egység
Excentrumosság	$e = 1,000178$
A hyperbola nagytengelyének reciproka	$\frac{1}{a} = -0,000562$ csill. egys.

Az üstökös minimális naptávolsága mintegy 47 millió km, kisebb, mint a Merkúr—Nap távolság. Az igen meredek pályahajlás miatt az üstökös csupán egy pillanatig tartózkodik az ekliptikán kb. április 15-én, amikor is a Naptól 60 millió, a Földtől 90 millió km távolságra van.

A három belső bolygó helyzetét tünteti fel a mellékelt rajz. Kiténik ebből, hogy a felszállás az

Az üstökös látszólagos pályáját és a fényességviszonyokat adja a következő táblázat. Közzöljük egyben a Nap és Föld távolságát is.

Dátum	Rektaszcenzió óra, fok és törtrésze	Deklináció	Fényesség magnitudo	Naptáv. csill. egys.	Földtáv. csill. egys.
1957.					
április 2	$0^h 7$	$-13,5$	$+0,4$	0,366	1,153
8	$0,8$	$-5,0$	$-0,6$	0,317	0,898
12	$0,9$	$-3,0$	$-0,9$	0,330	0,770
22	$2,0$	$+32,6$	$+0,1$	0,512	0,573
május 2	$4,1$	$+57,7$	$+2,5$	0,730	0,770

A Nap helyzete miatt az üstökös csak április 20-tól látható. Ezekben a napokban néhány napon át a hajnali szürkületben közvetlenül napkelte előtt és este közvetlenül napnyugta után figyelhető meg, de április végére már cirkumpoláris lesz, tehát éjjelnappal állandóan a látóhatár fölött tartózkodik.

Az előre jelzett fényességadatok szerint május közepéig követhetjük szabad szemmel s minden bizonnyal április végén csóvját is láthatjuk.

Április 17-én még a Halak, 22-én a Triangulum, 27-én a Perseus, május elején a Camelopardalis csillagképben halad egyre magasabbra.

Tekintettel arra, hogy régen járt felénk ilyen fényes üstökös, a tudományos világ felkészülten várja.

A közönség is fokozott érdeklődéssel fordul feléje, de az elmondottak alapján élő cáfolat lesz a vele kapcsolatban elterjedt híresztelésekre.

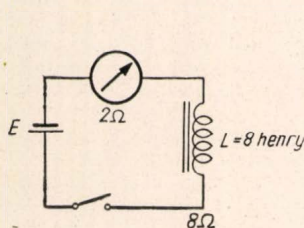
Kulin György
Uránia csillagvizsgáló

Elektromágnes zárasi és nyitási áramerősségének vizsgálata

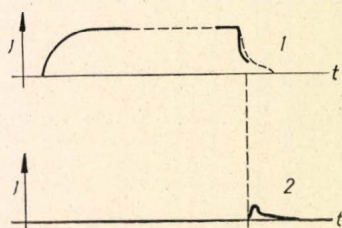
Az 1. ábrán vázolt kísérleti berendezés ampermérőjén jól észrevehetjük az áramforrás rákapcsolásakor, hogy a maximális áramerősség az idő exponenciális függvényeként alakul ki. A tekercsben keletkező önindukciós elektromotoros erő késlelteti az áramerősség kialakulását. A folyamat

$$L \frac{dI}{dt} + IR = E$$

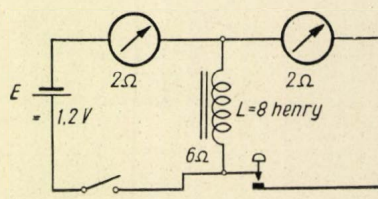
egyenlettel írható le, ahol I a változó áramerősség, L a tekercs önindukciós együtthatója, R a kör



1. ábra



2. ábra



3. ábra

ellenállása és E az áramforrás elektromotoros ereje. Ha a kísérletet az összerakható transzformátor 600-as tekercsével végezzük, mely 6 ohm és az ampermérő 2 ohmos, az áramforrás 1,2 voltos akkumulátor, akkor a maximális áramerősség $I_0 = 0,15$ A 2–3 sec alatt alakul ki.

A differenciálegyenletnek szokásos matematikai megoldási sorrendje az, hogy először az áramkör nyitásakor kialakuló áramerősség lefolyását állapítjuk meg, vagyis azt, hogy az I_0 max. áramerősségről mi módon csökken az áramerősség nullára, ha az áramforrást kikapcsoljuk.

$E = 0$ esetében a $L \frac{dI}{dt} + RI = 0$ homogén

differenciál egyenletnek $\int_{I_0}^I \frac{dI}{I} = -\frac{R}{L} \int_0^t dt$ alakí-

tással $\ln \frac{I}{I_0} = -\frac{R}{L} t$, tehát $I = I_0 e^{-\frac{R}{L} t}$ a megoldása.

Az előbbi berendezéssel a maximális áramerősségnek nullára való csökkenését az $I = 0,15 \cdot e^{-t}$ egyenlettel írhatjuk fel, tehát valóban 3 sec alatt matematikailag is leolvashatatlanná válik az áramerősség, hiszen az az eredetinek kerekén huszonötöde.

Kísérletileg kivihetetlen az, hogy az áramkörben R változatlansága mellett megszüntessük az E elektromotoros erőt. A 2. ábrán látható berendezéssel azonban megközelíthetjük, mondhatnánk kísérletileg kitapogathatjuk a matematikai megoldást. Ha a második áramkörben levő műszer is

2 ohm belső ellenállású, akkor a táviró-kopogtató lassú, vagy gyors leütésekor azon a műszeren ugyanolyan mértékben csökkenő áramerősséget látunk, mint amilyent kiszámítottunk. A második áramkör műszere 10–20 mA mérőhatárú legyen. Annál nagyobb érzékenységre van szükség, menél később követi a második áramkör zárása az első kör nyitását. Vasmagos tekercsből hosszabb idő alatt tűnik el a mágneses erőter, a fenti berendezés esetében 1–2 sec alatt. Ezért tapogatható ki az elméleti számítás. Az exponenciális csökkenés mértékét, ha különböző idők után

ugyanakkorának találjuk, extrapolálhatunk a kísérletileg meg nem valósítható kezdő nyitási pillanatra is. A nyitási áramgörbénk a 3. ábra szerinti.

A kiindulási inhomogén differenciál egyenletet a Lagrange-féle állandó-variálással oldhatjuk meg a zárasi áramerősségváltozásra:

$$I = I_0 (1 - e^{-\frac{R}{L} t})$$

A felvett kísérleti berendezésünkre ez azt jelenti, hogy $I = 0,15 (1 - e^{-t})$ szerint 3 sec alatt alakul ki a maximális áramerősség. Kiolvasható a megoldásból, hogy kis ohmikus ellenállású és nagy önindukciós együtthatójú vasmagos tekercssel remélhetünk időben jól észrevehető áramerősségváltozást ezzel az egyszerű módszerrel kitapogtatni.

Mind matematikailag, mind kísérletileg nehéz a vizsgálata nagy menetszámú és nagy ohmikus ellenállású tekercsekben folyó áramerősségeknek, ahol a Joule-hő is figyelembe veendő. Rendkívül nehezíti a vizsgálatot az, hogy a vasmag lemezel, vagy nem, vagyis az örvényáramok keletkezése mennyire akadályozott. Ennek szerepét egy másik rövidrezárt tekercssel próbálhatjuk ki és láthatjuk, milyen mértékben késlelteti a tér kialakulását, illetőleg megszűnését. Ezzel az egyszerű berendezéssel vasmag nélküli tekercsben záraskor és nyitáskor bekövetkező áramerősségváltozás közelebbi lefolyásának vizsgálata nem végezhető el.

Csekő Árpád
I. Szilágyi E. Igimn.

BUDAPESTI KOZMIKUS SUGÁRZÁSI KONFERENCIA

A Magyar Tudományos Akadémia 1956. augusztus 28. és 31-e között nemzetközi kozmikus sugárzási konferenciát rendezett Budapesten. A konferencián Bulgária, Csehszlovákia, Kínai Népköztársaság, Lengyelország, Német Demokratikus Köztársaság, Szovjetunió delegációi és a magyar fizikusok vettek részt. A konferencia előadásainak helye a Kossuth-Klub Múzeum utcai előadóterme volt, és a külföldi kutatóknak a konferencia után alkalmuk volt megtekinteni a Magyar Tudományos Akadémia Központi Fizikai Kutató Intézetét, továbbá a Tudományegyetem és Műszaki Egyetem fizikai intézeteit is.

A konferencia célja az 1955 márciusában Drezdában megtartott nemzetközi kozmikus sugárzási konferencia óta elért tudományos eredmények összefoglalása, tudományos és technikai tapasztalatok kicserélése, továbbá a már több vonalon megindult nemzetközi együttműködés továbbfejlesztése volt.

Erre a célra szolgáltak a konferencia programszerű előadásain kívül azok a kisebb csoportokat érintő megbeszélések is, amelyek a Nemzetközi Geofizikai Évvel, a fotoemulziós vizsgálatokkal, továbbá a kiterjedt záporokkal foglalkoztak.

Ezek a megbeszélések nagyban hozzájárultak a problémák tisztázásához és az itt felmerült javaslatok jelentősen elősegítették a résztvevő laboratóriumok tudományos munkáinak továbbfejlesztését.

A programban szereplő előadások 5 csoportba voltak oszthatók:

1. kiterjedt légizapórok,
2. elemi részecskék,
3. fotoemulziós vizsgálatok,
4. közepes energiájú magkölesönhatások,
5. puha záporok és intenzitásmérések.

A kiterjedt légizapórokra vonatkozó előadások egyrészt a szovjet kutatóknak az utóbbi években elért eredményeit taglalták a kiterjedt záporok szerkezetére és az atmoszférán való áthaladására vonatkozóan, másrészt a cseh, lengyel és magyar kutatások eredményeit foglalták össze a kiterjedt záporok átmeneti effektusával, sűrűség spektrumával és geomágneses effektusával kapcsolatban.

Az elemi részecskékel kapcsolatos lengyel, kínai, cseh és magyar előadások a hiperfragmentumokkal, nehéz instabil részecskékkal és a μ -mezonok élettartamának mérésével foglalkoztak.

Az emulziós vizsgálatokra vonatkozó előadások egyrészt a mérési eredmények kiértékelésének módszereit tárgyalták, másrészt a nagy energiájú magkölesönhatásokon az ún. jeteken, és a nagy energiájú elektron—foton záporokon végzett mérések eredményeit foglalták össze.

A közepes energiájú magkölesönhatásokkal kapcsolatos előadások a kozmikus sugárzási részecskéknél az atommagokkal való ütközését vizsgálták a 10^9 — 10^{12} eV-os energiatartományban.

A puha záporokra vonatkozó bolgár és magyar vizsgálatok eredményei egyértelműen megmutatták, hogy a Rossi-görbének sokat vitatott második maximuma nem létezik. Ezek az eredmények teljes egyezésben vannak más külföldi szerzők munkáival is.

Végül a kozmikus sugárzás intenzitásának változásaira vonatkozó német kutatók által megtartott előadások egyrészt az erre a célra kidolgozott készülékekkel, másrészt a geomágneses és meteorológiai tényezők hatásaira vonatkozó mérési eredményekkel foglalkoztak.

Az előadásokat általában élénk vita követte, amely gyakran a formális ülések befejezése után privát megbeszélések formájában is folytatódott.

A konferencia meglehetősen nagy területre kiterjedő anyaga sokszorosított formában rövidesen megjelenik és remélhetőleg ezzel is hozzá fog járulni a kozmikus sugárzási kutatások további fejlesztéséhez.

Fenyves Ervin

AZ EÖTVÖS-VERSENY

Az Eötvös Loránd Fizikai Társulat 1956. évi fizikai versenyt október 20-án tartotta. A verseny feladatai a következők voltak.

1. 30°-os lejtő tetejéről kocsik indul el. Indulás pillanatában a kocsiról 50 m/sec sebességgel puskagolyót lőnek ki. Milyen irányítású legyen a puskacső, hogy a golyó eltalálja a kocsit? (Közegellenállás, súrlódás nem veendő figyelembe.)

2. Magas, henger alakú tartályban 10,33 méter magasan áll a víz, a tartály alapterülete 4 dm². Adva van egy hengeralakú bádogdoboz, melynek alapterülete 1 dm², magassága 4 dm; fenekén lyuk van. A bádogdobozt (tengelyét függőlegesen tarva, lyukkal lefelé) levisszük a víztartály fenekére. Mikor kell ehhez nagyobb munkavégzés, ha a doboz fenekén levő lyuk zárva van, vagy ha nyitva van?

3. Vízzel telt edényben jégtömb úszik. A jég megolvadásakor hogyan változik a víz felszíne, ha a) a jégtömbbe egy kő, b) egy fadarab, c) egy levegőbuborék volt befagyva?

4. Izzólámpa ellenállása függ az izzószál hőmérsékletétől, emiatt az izzólámpa ellenállása közelítően a teljesítmény negyedik gyökével arányos. Például 15-ös izzónál $R = 1500 \cdot (N)$ ad 0,25. 200-as izzónál $R = 60 \cdot (N)$ ad 0,25. (R ellenállás ohmban, N teljesítmény wattban.) Ezt a két izzólámpát sorba kötve 220 voltos feszültségre kapcsoljuk. Hogyan oszlik meg a két izzólámpa között és mennyi lesz az áramerősség?

A verseny egyidejűleg folyt le Budapesten, Debrecenben, Szegeden, Miskolcon és Veszprémben. Pécsen és Egerben nem voltak versenyzők. Csak 1956-ban érettségizettek vehettek részt a versenyben. Összesen 43 versenyző szerepelt, ebből 23 Budapesten. A versenyzők valamennyien első éves egyetemi hallgatók voltak. A 23 budapesti versenyző közül 4 gépészmérnök hallgató, 7 villamosmérnök hallgató volt, 11-en az ELTE fizikus hallgatói voltak, 1 az ELTE vegyész-hallgatója volt. A 43 versenyző közül 39 fiú volt és 4 lány (2 Debrecenben és 2 Szegeden). Az első feladatot 18-an, a második feladatot 2-en, a harmadik feladatot 14-en, a negyedik feladatot 9-en oldották meg.

A verseny első díját *Csiszár Imre* nyerte el, az Eötvös Loránd Tudományegyetem fizikus hallgatója, aki tavaly a budapesti Petőfi-gimnáziumban Szabó József tanítványa volt. A második díjat megosztva kapták: *Rázga Tamás*, a budapesti Műszaki Egyetem villamosmérnök-hallgatója, tavaly a budapesti II. Rákóczi Ferenc-gimnáziumban Holics László tanítványa és *Zsombok Zoltán*, a budapesti Műszaki Egyetem villamosmérnök-hallgatója, tavaly a budapesti Könyves Kálmán-gimnáziumban Varga Zoltán tanítványa. A harmadik díjat *Geszti Tamás* kapta, az Eötvös Loránd Tudományegyetem fizikus szakú hallgatója, aki tavaly a budapesti Madách-gimnáziumban Wolenszky Gyula tanítványa volt.

Dicséretet kaptak: *Beke Gyula* (villamosmérnök-hallgató, a hatvani Bajza-gimnáziumban Tóth Dezso tanítványa), *Benkő Bálint* (villamosmérnök-hallgató, a sárospataki Rákóczi-gimnáziumban Benkő Béla tanítványa), *Boschán Péter* (fizikus-hallgató, a budapesti Széchenyi-gimnáziumban Solti Gyula tanítványa), *Marek Tibor* (villamosmérnök-hallgató, a budapesti Kossuth-gimnáziumban Deutsch Sándorné tanítványa).

Az eredményhirdetés december 29-én ment végbe a fizikai társulat Reáltanoda utcai helyiségében. *Vermes Miklós* a példák megoldását ismertette, azután *Pócza Jenő* egyetemi tanár kiosztotta a díjakat.

1956. november 28-án elhunyt Tarján Ferenc nyug. gimn. igazgató, társulatunknak egyik legelkeesebb tagja, akit minden hétfőn este ott láttunk a Társulat klub-estjein.

Tarján Ferenc Budapesten született 1885. november hó 4-én. Ifjúsága Pesten játszódtott le, a szokásos gimnáziumi és egyetemi tanulmányokban. Az egyetemen matematikát és fizikát tanult és középiskolai tanári oklevelének a megszerzése után a főváros szolgálatába lépett. Kb. 40 évig működött, mint gimnáziumi tanár több budapesti gimnáziumban. 1946-ban igazgatóvá nevezték ki, 1948-ban nyugdíjba ment. Ismerjük egy középiskolai tanár köznapit életét és tudjuk, hogy ez szenzációkban nem bővelkedik. Mégis tudjuk azt, hogy az 1900-as évektől kezdve megindult Magyarországon is az a folyamat, ami a természettudományok és a technika eredményeinek szélesebb érvényesülésére és alkalmazására vezetett. Ez egy lassú, láthatatlan folyamat volt, de jelentősége a magyar életre ma még szinte felbecsülhetetlen. Ebben a munkában fontos szerepet játszottak a középiskolai tanárok, akik már a fizetés megállapítása következtében is válogatott gárda volt. Ennek a válogatott középiskolai tanárságnak egyik kiváló tagja volt a fizika területén Tarján Ferenc.

Nem szoktuk az ilyen munkát hősiességgel nevezni, de illik kifejeznünk azt, hogy ez a munka jelentős tényező volt hazánk szellemi és technikai gondolkodásának a fejlődésében. Rá kell mutatnunk arra, hogy a régi középiskolai tanárság egyetemi szellemet lehelte be és vitt ki magával az életbe. Ezzel szemben aggodalmunkat kell kifejeznünk afelett, hogy a jelen középiskolai tanárképzésünknek tulajdonított fontosság mintha csökkent volna bizonyos új szakokkal szemben. Ez nyilván nem volt a szervezés célja, de úgy látszik, mintha egy ilyen másodrendűségi szempont volna kialakulóban. Ha ez valóban így volna, az az egész ország műveltségi fejlődésére káros lenne.

Tarján Ferenc iskolán kívüli munkássága az első világháború után kezdődik. Az első világháború az életet 1914-től kezdve 1922-ig szinte teljesen leállította. Még ekkor is hosszú ideig infláció lévén, az emberek élete a legköznapibb vegetatív funkciókból állott. Csak 1926 után indult meg az élet a maga sokoldalúságában. Ekkor a nagy technikai szenzáció a rádió volt. Budapesten Tarján Ferenc tartotta a Telefunken Társaság közreműködésével a Zeneművészeti Főiskolán az első rádióbemutató előadást 1924. V. 29-én. Tarján Ferenc működése ettől az időtől kezdődően a fizikának technikai alkalmazások területére esik. Nagyothalló-berendezést szerkeszt, amelynek segítségével 1926. XI. 24-én az Operaházban sikeres egész operát hallgattak végig. 1929-ben egy ún. robotembert szerkeszt, ami a nemzetközi vásáron került bemutatásra. Jelentős felfedezése „Pick-up” néven forgalomba került szerkezete hanglemezek lejátszására, amelyre szabadalmat is nyert 9564 sz. alatt.

Foglalkozott a színes filmmel és a plasztikus film megoldásával. Az előbbi „Colorophon” néven Berlinben 1929-ben; plasztikus filmjét 1935-ben a Magyar Kéneretchnikai Társaság rendezésében a Műegyetemen mutatta be.

1953-ban újabb szabadalmat nyert „Sztereotükör-reflex-nézőke álló és mozgó képpárok szemlélésére” címen. Ugyancsak 1953-ban „Adó-vevő állomás plasztikus távolbalátáshoz” címen egy másik szabadalmat jelentett be. Egy másik találmánya „Eljárás és berendezés hangok rögzítésére és visszaadására” (fénygrammofon), szabadalmi száma 137—443.

Mindez mutatja, hogy Tarján Ferenc komoly, produktív feltaláló volt és csak a hazai technikai élet szerényebb volta hozta, hogy találmányaival nem ért el anyagi sikereket is.

Egész működése alatt előadásokat tartott a fizika és technika érintkezési területén, miáltal nagyban hozzájárult a hazai technikai gondolkodás fejlesztéséhez.

Több könyve jelent meg, amelyekben szintén a fizika technikai alkalmazását ismerteti egyes területeken. Ezek a könyvei: Hogyan születik a találmány (1935), Atomrakétán a Marsba (1936), Feltalálók műhelytitkai (1942), Új találmányok és felfedezések lexikona (1947).

Ezen kívül a szaklapokban számos cikket írt.

E rövid tájékoztató mutatja, hogy az iskolai oktatáson kívül tevékenységben gazdag élete és ennek nagy társadalmi jelentősége is volt. Ilyen emberek teszik gazdaggá a társadalmi életet.

Élete vége nehéz volt, a csekély nyugdíj miatt.

Az utolsó évben érdemeit mégis értékelték és megindult az eljárás, hogy kandidátusi címet kapjon, sajnos előrehaladott érelmeszesedése miatt ezt már nem érhetette meg.

Tarján Ferenc olyan ember volt, akinek a szellemi élet volt az élettartalma. Nem számolok után, hanem mély érzésből dolgozott a társadalmi élet gazdagításán. A társulati felszólalásaiban a fizika iránti szeretet látszott és ezért volt ő Társulatunknak kedves és emlékezetes tagja.

Gyulai Zoltán

A KÜLFÖLD HÍREI

Az 1956. évi fizikai Nobel-díjat William Shockley, John Bandeen és Walter Brattain kapták. Vizsgálataik a félvezető anyagok szerkezetére vonatkoztak és elvezettek a tranzisztor megalkotásához. A tranzisztor, mint ismeretes a rádió őskorából ismert kristálydetektor modern utóda. Erősítő, valamint egyenirányító szerepet játszik, mint az elektroncső komoly vetélytársa. A tranzisztor felfedezői az amerikai Bell Telephone Laboratoryban dolgoznak.

*

A Szovjetunióban egy 50 GeV = 50.10⁹ eV energiájú részecskéket szolgáltató gyorsító építését tervezik. Ebben a mágneses elhajlítást 120 elektromágneses fogja végezni. A részecskék által befutott körpálya átmérője 1 km-nél nagyobb. (Előző számunkban ez a hír értelemzavaró sajtóhibával jelent meg.)

*

Max Born, Otto Hahn, Werner Heisenberg és Hans Thirring elnyerték a müncheni Hugo Grotius-alapítvány Grotius-érmét „az atomenergia békés alkalmazása terén kifejtett működésükért”.

*

A Mexiko-Cityben tartott Nemzetközi Radiológiai Kongresszuson V. A. Petrov, a leningrádi Röntgen- és Radiológiai Intézet vezetője közölte, hogy a Szovjetunióban 200 kobalt-60 sugárforrás működik, egyenként 400 curie aktivitással. Az amerikaiak szerint náluk 1000 curie egy kobaltágyú átlagos aktivitása. Petrov szerint a Szovjetunióban 60—70 curie/gramm specifikus aktivitású kobalt-60 készítményeket állítanak elő, az USA-ban viszont legfeljebb 30—50 curie/grammos készítményeket alkalmaznak és tartanak gazdaságosnak. — Paul Aebersold, az amerikai Atomenergia Bizottság izotóp-osztályának vezetője bejelentette, hogy a Bizottság évente 200 000 curie aktivitású cézium-137 készítményt hoz forgalomba.

*

Az Egyesült Államokban most folynak egy atomenergiával hajtott 12 000 tonnás kereskedelmi hajó építésének előkészületei. (Eddig két ilyen tengerelattjáró készült el, a Nautilus és a Tengeri Farkas.) Még nem dönt el, hogy közönséges szállítóhajó vagy tankhajót építenek. Az építés költségeit 40 millió dollárba becsülik, így az első ilyen hajó még nem lesz gazdaságos. A hajó a tervek szerint 1959-re készül el. — Mint ismeretes, a Szovjetunióban atomenergia által táplált jégtörőhajó építését kezdték meg. A szovjet terv szerint lehetőség lesz a hajón uránüzemanyag tárolására és annak a tengeren történő reaktorba helyezésére. Ezt valószínűleg az arktiki

kus viszonyok is szükségessé teszik. Az amerikai elgondolás szerint üzemanyagpótlás a rektorban csak kikötőben lesz elvégezhető.

*

Az 1858-as brüsszeli világiállítás főépületének alapozása befejeződött. Az Atomium nevű főépület szerkezete az atom szerkezetét idézi. Kilenc egymás fölött és mellett elhelyezett gömbből áll. Egy gömb átmérője 18 méter, a köztük lévő összekötők 29 méter hosszúak. A ferde összekötőfolyosókon mozgólépcső, a függőlegeseiben felvonó fog működni. Az építmény 110 méter magas lesz. A gömbök közt egyet a belga, egyet a szovjet, egyet a francia kiállítás tölt majd meg, amelyek az atomenergia békés alkalmazását mutatja be.

*

A Szovjetunió után Amerika is bejelentette egy „nap-kályha” építését. Az építkezést az USA légierije végzi Új-Mexikó hegyeiben. A napsugárzás által táplált erőmű teljesítménye 1000 kW lesz. Elsősorban magas hőmérsékleten történő anyagvizsgálatra fogják felhasználni.

*

Szeptember 16. és 20. között első regionális ülést tartották az európai elektronmikroszkóp-szakemberek. Különböző területekről 180 előadás hangzott el. Olyan felvételeket mutattak be, amelyek kristályrácsokat közvetlen leképezéssel mutatnak. A konferencia mellett kiállítást is rendeztek. Különösen a Zeiss- és Phillips-készülékek keltettek érdeklődést.

*

1956. február 10-én és 11-én a leningrádi csillagában konferenciát tartottak a hold- és bolygó-kutatással foglalkozó csillagászok, 50 résztvevővel. Különös érdeklődést keltettek N. A. Kosrev előadásai. A Vénusz- és Mars-légkörben erős ultraibolya abszorpciót észlelt, ebből lebegő mikroorganizmusok jelenlétére következtetett. A Hold egyes területein lumineszcenciát figyelt meg, amely a Nap korpuszkuláris sugárzásának hatására vezethető vissza.

*

Az NDK nemzeti díját nyerte el 1956-ban Ostap Stasiw professzor, a berlini Német Tudományos Akadémia Kristályfizikai Intézetének vezetője, a drezdai mű-

egyetem tanára. A kitüntetés azokat a tudományos és technika számára fontos eredményeit ismeri el, amelyet a szilárd anyag vizsgálata terén, elsősorban szigetelőekben végbemenő bonyolult fotokémiai folyamatok tisztázásával ért el. Stasiw professzor magyar fizikusokkal is jó személyes kapcsolatot tart fenn, ezért kitüntetése hazánkban is örömet keltett.

*

Az Annalen der Physik, az NDK vezető fizikai folyóirata külön számot adott ki Rudolf Seelinger professzor 70. születésnapja alkalmából. Seelinger 1886. november 12-én született. Münchenben Sommerfeld tanítványa volt. 1918-ban lett a greifswaldi egyetem professzora. Nevét a gázkisülések, plazmajelenségek terén végzett kutatásai tették nagyrabecsültté. Több mint 100 dolgozata, köztük Handbuch-cikke tették ismertté eredményeit. 1952 óta a Német Tudományos Akadémia Gázkisüléskutató Intézetének vezetője. Az Annalen ünnepi számában R. Rompe professzor méltatta Seelinger munkásságát.

*

Az NDK legnagyobb műegyeteme a drezdai Technikai Főiskola, itt képezik az NDK mérnökének 50%-át. Az egyetemet rohamosan fejlesztik, a legutóbb Atom-magtechnikai Intézetet létesítettek. Az egyetemnek 1932-ben 3402, 1946-ban 453, 1957-ben 9100 hallgatója volt. (Ezeket kívül jelenleg még 3800 levelező és 1200 dolgozó hallgató tanul.) A tervek szerint 12 000—14 000-re emelik a hallgató-létszámot. Ma 150 professzor és 700 oktató tanít, de a tanárok túlterhelése komoly problémákat támaszt.

*

„Nem a nagy lakos-számú országok fogják elvinni a pálmát a nemzetek versenyében, — hanem azok, amelyeknek a legjobba nevelési rendszerük. Természettudományos és technikai adottságuk egy tucat ember kezébe olyan alkotáshoz adnak hatalmat, amelyhez 50 évvel ezelőtt ezer emberre volt szükség. A mi tudósaink elsőosztályú munkát végeznek. De ha mindazt fel akarjuk használni, amit a tudomány nyújt, sokkal több tudásra, mérnökre és technikusra lesz szükségünk, mint amennyivel ma rendelkezünk. Az a véleményem, hogy e téren a mai szűköségnek véget kell vetnünk” — mondotta Eden a volt angol miniszterelnök egy 1956-ban tartott beszédében. Noha mi általában nézetét nem osztjuk, ezek a szavak mégis figyelemreméltóak.

KÖNYVSZEMLE

HEINZ ZEMANEK: INFORMÁCIÓELMÉLET I.

(Műszaki Kiadó)

Az információelmélet a matematikának nemrégiben kifejlődött ága. Ez az elmélet eredetileg a híradástechnika egyik részeként és annak szükségleteiből fejlődött ki, rövidesen azonban a komplex automatikus rendszerek elméletévé vált, s egyre nagyobb jelentőségre tesz szert más tudományágak számára is. Noha az elmélet nem tekinthető kidolgozottnak, annyi bizonyos, hogy számos és sokszor meglepő alkalmazási terület kínálkozik. Ilyen módon az információelmélet jelentősége nem korlátozódik a híradástechnika területére, jóllehet tipikus híradástechnikai elgondolásokból született.

Az információelméletről, alkalmazási területének nagy kiterjedéséről jó áttekintést nyújt s általános érdeklődésre tarthat számot H. Zemanek Információelmélet című, magas színvonalú ismeretterjesztő könyvének első kötete, mely a Rádiótechnika 1952—54. évfolyamaiban megjelent cikksorozat anyagát tartalmazza. A könyv gazdag irodalom feldolgozásán alapszik, szerzője jó érzékkel igyekszik könnyen érthetővé tenni a nehezebb mondanivalókat, bár helyenként — talán — bővebb kifejtést, részletesebb magyarázatot igényelnek azok az olvasók, akik nem járatosak a híradástechni-

nikában. Mondanivalójának megértéséhez azonban nem szükséges különösebb előképzettség, csupán a fizikai alapfogalmak ismerete. A szorosabb értelemben vett szakmai részek ugyanis az érthetőség rovása nélkül átugorhatók. A könyv stílusa könnyed, fordítása jó, kiállítása tetszetős. Viszonylag kevés benne a pontatlanság és sajtóhiba (a 4.4. fejezet matematikai részében vagy a 9.2. fejezetben a Doppler-effektussal kapcsolatban), ezek azonban a könyv esetleges újabb kiadásában könnyen korrigálhatók.

Tartalmának gazdagságát, egyben az információelmélet bőséges alkalmazási területét jól érzékeltethetik a fejezetcímek is: Az információelmélet felosztása. Jel- és átvitelemélet. A véletlen a híradástechnikában. Kibernetika. Impulzus-deltamoduláció. Statisztikus jóslásmélet. Impulzusok az idegrendszerben. Élőlények hírhálózata. „Gondolkodó” gépek. Mesterséges beszéd — automatikus megértés. Műállatok — tanulókéony gépek.

Noha az információelmélet matematikai kidolgozása mégcsak a kezdetén áll, egyre világosabban bontakoznak ki olyan általános elmélet körvonalai, mely megkísérli megmagyarázni és hasznosítani az általános értelemben vett hír felvételével, átalakításával, tárolásával, továbbításával és visszaadásával kapcsolatos kérdéseket. Az is valószínű, hogy ez az elmélet serkentőleg fog hatni a különböző tudományágak művelőinek együttműködésére.

Ma még nehéz lenne megmondani, milyenek az információelmélet gyakorlati felhasználásának lehetőségei. Biztosra vehető azonban, hogy hatással lesz a híradástechnika, a biológia egyes ágainak jövőbeli fejlődésére, a géprendszerek automatizálásának kidolgozásában, az automatikus számológépek, fordítógépek szerkesztésénél. Merthogy Theseus, a műgér nem csupán játék, vagy „tudományos furcsaság”, hanem a természet megismerését elősegítő modell, az ma már több, mint valószínű.

A szép kiállítású könyv megjelenését bizonyára örömmel fogadja a legszélesebb olvasóközönség, szakemberek és laikusok egyaránt. Érdeklődéssel várjuk a második kötetet, mely az információelmélet további, elsősorban gazdasági alkalmazásainak lehetőségeit ismerteti.

Sz. J.

HORVÁTH JÁNOS: ELMÉLETI OPTIKA.

(Műszaki)

A Műszaki Könyvkiadó azt az öröndetes kezdeményezést tette, hogy sorozatot indított a fizika széles körben érdeklődésre számot tartó, magyar nyelven nem vagy csak részben hozzáférhető fejezeteinek bemutatására. Horváth Elméleti Optikája az elektrodinamika Maxwell-egyenleteire felépítve adja elő a fényjelenségek elméletét.

A könyv történeti áttekintéssel indul. Az olvasó előtt pillanatképek villannak fel a fény megismerésének történetéből. Agörögök kezdeti spekulációi után jó sokára, a XVII. sz.-ban kezdődik a fényre vonatkozó ismereteink rendszeres szaporodása, akkor, amikor a szükséges kísérleti eszközök kifejlődtek. Ezután a különböző megfigyelések hol a fényrészezske-, hol a hullámelméletet állították az érdeklődés középpontjába, míg a XIX. sz. eleje meghozta a hullámelmélet végleges diadalát. A szerző rámutat arra, hogy milyen alapvető jelentőségű Faraday és Maxwell munkája, akik felismerték a fény és az elektromos-mágneses jelenségek szoros kapcsolatát és akik az *erőtér* fogalmának megalkotásával új kort nyitottak a fizikában. Ezzel el is értünk az értékes történeti áttekintésben a tudományos megismerés ama szintjére, amelyen a szerző tárgyát feldolgozza. Az egész könyv a Maxwell-féle fenomenológikus elektrodinamika szellemében íródott, nem foglalkozik sem az anyag és a sugárzás kölcsönhatásának klasszikus Lorentz-féle elektronelméletével, sem a kvantumelmélettel.

A könyv három fejezetre oszlik: az első az elektrodinamika alapjait fejt ki. Megismerjük a Maxwell-elmélet alapfogalmait és induktív úton eljutunk az elektromágneses tér Maxwell-egyenleteihez. Az első fejezet sok részletre terjed ki, ennek folytán, sajnos, találkozunk igen fontos alapfogalmak nagyon futólagos, felületes bemutatásával. Például az eltolódási áram bevezetése — amely a szerző szavai szerint Maxwellnek talán legnagyobb jelentőségű felismerése — formálisnak mondható, aligha ad teljes képet e fontos fogalom teljes fizikai tartalmáról. Nem érezzük Maxwell teljesítményének nagy értékét a könyvben található érvelés mögött, amely dimenziós megfontolások mellett evvel indokolja az eltolódási áram bevezetését: „a kísérleti fizikában megszoktuk, hogy elektromos áram minden esetben zárt áramkörben lép fel”; öt sorral később maga a szerző mond példát nyílt áramkörre. Helyes volna rámutatni, hogy az áramkört megszakító kondenzátor fegyverzeteire tóduló töltés időben változó elektromos teret kelt, amely (a mágneses tér keltése szempontjából) a vezetési áram folytatásának tekinthető. — Az első fejezetben a Maxwell-egyenletek felállítását követően az anyagi egyenletek, az energiatétel, a ponderomotoros erő, és a potenciálok kérdéseivel foglalkozik a szerző, végezetül pedig a különböző elektromágneses mértérendszerek rendkívül világos, könnyen áttekinthető ismertetése és összehasonlítása következik.

A mintegy hatvan oldalnyi elektrodinamikai bevezető után a tulajdonképpeni optikai rész két fejezetben tárul elénk: a II. fejezetben a sík-, a III.-ban a gömbhullámok elméletét és annak alkalmazásait ismerjük meg.

A kísérleti fizikából jól ismert alapjelenségek: a polarizáció, a törés és visszaverődés törvényeinek szigorú matematikai tárgyalását a geometriai optika elvi (gondoljunk a klasszikus és a hullámmechanika kapcsolatára) és gyakorlati fontosságú alapjai követik. A síkhullámok fejezete az interferencia, a fémoptika és a kristályoptika ismertetésével zárul.

A gömbhullámokat tárgyaló fejezet szerencsés keveréke a fényterjedés mechanizmusának szemléletes megértését szolgáló, történeti szempontból is érdekes fizikai megfontolásoknak, valamint a Kirchhoff-féle diffrakció-elmélet matematikai apparátusának.

Összefoglalva megállapíthatjuk, hogy a könyv igen áttekinthetően, világosan mutatja be az elméleti optika problémáit. Tömör és szabatos levezetései az elmélet matematikai szépségei iránt fogékony olvasónak örömet szereznek. Szemléletes, fizikai érvek gyakoribb alkalmazása bizonyára még elevebb olvasmánnyá tenné a könyvet a gyakorlati optika művelői számára is.

— Sajnálatosnak mondható, hogy e régvárt, hézagpótló műben akad egy-két hiba, amely az alapvető fontosságú részek megértését megnehezíti. A ponderomotoros erővel foglalkozó szakaszban nem válik világossá, hogy \mathbf{k} vagy \mathbf{k}' tekintendő-e a ponderomotoros erő helyes kifejezésének (valójában egyik sem az, hanem $\mathbf{k}' + \frac{\partial}{\partial t}(\epsilon_0 \mu_0 \mathbf{S})$).

— „A potenciálok alapegyenlete” szakaszban a szerző ki akarja mutatni, hogy megfelelő mértéktranszformáció alkalmazása után a potenciálokra érvényes lesz a Lorentz-feltétel. A bizonyítás során a bizonyítandó tétel helyességét feltételezi.

Azt hiszem nem tévedek, ha azt mondom, hogy Horváth hosszú egyetemi oktatói tapasztalat alapján megírt könyve csekély fogyatékségei ellenére kedvelt segédeszköz lesz a fizika-tanulmányaikat végző egyetemi hallgatóknak, hasznos tanácsadója az optika területén dolgozó kutatóknak, mérnököknek. Köszönet illeti a szerzőt, szerkesztőt és a kiadót, hogy ez a régvárt könyv megjelenhetett.

Gy. G.

A MAGYAR FIZIKAI FOLYÓIRAT ÚJABB SZÁMAI

IV. 3. füzet

A füzet Koltay Ede: *Van de Graaf generátor elektromos terének mérése elektrolit tankban* c. dolgozatával kezdődik. A szerző a debreceni Kísérleti Fizikai Intézet épülő Van de Graaf generátorának potenciáeloszlását tanulmányozta a jól ismert elektrolit-tank módszerrel. A vizsgálatok azt mutatták, hogy a generátor maximális feszültsége a szigetelő tartók mentén alkalmazott potenciál-kiegyenlítés segítségével növelhető.

Bardócz Árpád és Varsányi Ferenc „*Kisenergiájú nagyfrekvenciás szikrakisülések időben felbontott színeképeinek előállítása*” címmel közöl dolgozatot. Az időben felbontott színeképet nagy pontossággal működő elektronikus vezérlésű szikragerjesztő és forgótűkör segítségével állítják elő. Az időfelbontás mikroszekundum nagyságrendű. Példaképpen a magnézium és antimon időben felbontott színeképet közlik.

Györgyi Géza „*Az elektromágneses tér impulzusmomentumáról*” c. referátumának első részében az elektromágneses tér impulzus-momentumának klasszikus és kvantumelméletével foglalkozik. Ezt követően néhány kísérlet rövid elemzését találjuk. A dolgozat befejező részében a hullámvezetőben haladó fotonok impulzusmomentumával kapcsolatos önálló számításait ismerteti a szerző.

A „Laboratóriumból” rovatban Keszthelyi Lajos és Zsoldos Lehel dolgozatát találjuk. A szerzők megvizsgálták, hogy érzékenyíthető-e a fotografikus dózismérés a

fényképező lemez fölé elhelyezett szcintilláló kristállyal. Antracén kristályt és Agfa-Röntgen-Duro filmet használva azt tapasztalták, hogy a dózismérés érzékenysége ilyen módon kb. 1 nagyságrenddel megnövelhető. A napi tolerancia dózis már jól mérhető feketedést ad.

Medveczky László egy mikroszkóp szögmérőfej konstrukcióját írja le, amelynek segítségével ± 6 perc szögmérési pontosság érhető el. A szögmérőfej egyszerűen felerősíthető a mikroszkóp okulárjára.

Angeli István Co⁶⁰ preparátum tárolására és különböző hegesztések, öntvények átvilágítására lehetőséget nyújtó tartóberendezést ismertet. A tartó ólomból van, vastagsága olyan nagy, hogy a kezelő személyt nem éri káros mennyiségű sugárzás.

A „Folyó irodalomból” c. rovatban W. A. Wooster cambridge-i fizikus az Eötvös Loránd Tudományegyetemen tartott előadásának anyagát találjuk. Az előadás címe: *A röntgendiffrakció és fényelhajlás analógiájának felhasználása kristályok finomszerkezetének meghatározására.*

Az α -részeknek atomokon történő szóródása — mint ismeretes — döntő módon befolyásolta az atom szerkezetéről vallott ismereteinket. E jelentős kísérletekből Rutherford arra a megállapításra jutott, hogy az atom pozitív töltése az ún. centrális atommagban helyezkedik el. Az α -részek atommagokon való szóródásából a mag kiterjedésére jó nagyságrendi értéket kapunk. „A klasszikus irodalom” c. rovat Rutherfordnak 1911-ben megjelent dolgozatával ismerteti meg az olvasót, melyben az α -részek szóródásának klasszikus elméletét alapozza meg.

IV. 4. füzet

Az első dolgozatot Nagy János és Tarján Imre írták, „Megjegyzések mesterséges kvarckristályok előállításával kapcsolatban” címmel. A növesztés vastag falú acél autoklávokban történik, amelyek kb. 65–80%-ig vannak megtöltve lúgos kvarcoidattal. Ha az autoklávot 370–400 C°-ra felhevítjük, akkor kb. 1000–1500 atmoszféra nyomás lesz benne. Ilyen körülmények között az autokláv felső részében elhelyezett magkristály 10-szeres súlyúra növekedett meg.

Husty Dénes dolgozatának címe: *A végtelen falban sugárzó merev körgyűrű.* A gyakorlatban sűrűn van szükség arra, hogy a hangenergiát egy meghatározott irányba sugározzuk ki. Ilyen sugárzást a gyűrűszerű sugárzó testtel lehet megvalósítani. A cikk a gyűrűszerű sugárzó sugárzási viszonyainak számítását adja idealizált feltételek mellett.

A következő dolgozatot Schmidt György írta, címe: *Egy megjegyzés az óraparadoxon problémájához.* A dolgozat a relativitáselméletből ismert problémához fűz kisebb, az órák leolvasásával kapcsolatos megjegyzéseket.

Gergely György és Ádám János monokromátorból házilag megépíthető spektro-radiométert ismertet. Az UM2 típusú és Zeiss-tükrös monokromátorral elkészített radiométer működése egyszerű; a vizsgálandó fényforrást izzólámpa fényével hasonlítják össze. A dolgozat végén néhány alkalmazást írnak le a szerzők emissziós és abszorpciós, valamint reflexiós színeképek felvételére vonatkozólag.

Nagy Imre, Pál Lénárd, Pallagi Dezső: *A magnetit permeabilitásának frekvenciájúgága mikrohullámú elektromágneses terekben* c. dolgozata az Acta Physica VI. kötet 2. számában is megjelent, ott ismertettük.

A „Laboratóriumból” c. rovatban Bardócz Árpád és Kántor Károly változtatható nagytávú színeképvétítőt ír le, amelynek segítségével különböző spektrográfokkal készített színeképfelvételeket különböző színeképatlaszokkal lehet összehasonlítani.

GM-csővek üzemeltetéséhez olyan áramforrás szükséges, amely 1000–1500 V feszültséget ad és kis fogyasztás (1–2 A) mellett a beállított feszültség ingadozása 1%-nál kisebb. Csongor Éva és Nagy János ilyen célra készült feszültségforrást ismertetnek, amelyben a stabilizálást házilag előállított koronastabilizátor végzi.

A feszültség ingadozása 10% hálózati ingadozás esetén 0,4%.

Barna Péter, Bitskei Margit és Groma Géza „Gyors felfutású homogén mágneses tér előállítására” címmel ismerteti, hogy egy szolenoid segítségével, amelynek menetei nem egyenletesen oszlanak el, meg lehet valósítani azt, hogy a szolenoid homlokánál a mágneses tér kis távolságon belül lineárisan nőjön fel a maximális értékre.

A „Folyó irodalomból” c. rovatban Váradi F. Péter ionszivattyúkról írt összefoglaló ismertetését találjuk. Az ionszivattyúk működése azon alapul, hogy az elszívandó gázt elektrobombázással ionizáljuk és az ionokat elektromos térrel eltávolítjuk. Két szivattyú típust különböztethetünk meg. Az egyiknél az ionok töltésüket elvesztve gázként távoznak az előszivattyú felé, a másik típusnál az ionokat valamilyen getterre csapjuk, ahol azok megkötődnek.

A „Klasszikus irodalomból” c. rovatban J. Chadwick 1932-ből származó dolgozatának fordítását találjuk. A dolgozat a neutron felfedezésének tudományos körülményeit ismerteti.

IV. 5. füzet

Az első dolgozat a nemrég elhunyt Selényi Pál 1945-ből származó munkája. Címe: *Fejezetek a technika szelvényezésmérő fizikájából.* A dolgozatban Selényi Pál lebilincselő módon mondja el tapasztalatait a szelvényezésmérő meghajtásakor fellépő áramnövekedésekről. Egyszerű eszközökkel végrehajtott kísérleteink eredményét elméletileg is magyarázza. Foglalkozik továbbá azzal a jelenséggel, hogy az egyenirányítók zaja záróirányban több nagyságrenddel nagyobb, mint amelyet az átfolyó áram alapján lehetne várni.

A következő dolgozatot Bukovszky Ferenc írta, amelyben a fizikai dimenziók módszereivel foglalkozik.

Ezt követően Schmidt György: „Cserenkov-sugárzás hullámvezetőben és üregrezonátorban” című dolgozata olvasható. Az utóbbi időben többen foglalkoztak a hullámvezetőben fellépő Cserenkov sugárzással. E vizsgálatok elsősorban dielektrikummal töltött hullámvezetők tekintetében. Schmidt a dielektrikum nélküli esetet tanulmányozza. Megvizsgálja továbbá az üregrezonátorban fellépő Cserenkov-sugárzást és ezzel az üregrezonátoron áthaladó elektronok hatására létrejövő berezgési folyamatot új szempontból tárgyalja.

Ezt követően Nagy Tibor ismerteti Sz. V. Vonszovszkij: *Korszerű mágnességtan* c. könyvét.

Mátrai Tibor dolgozatának címe: *Az inerciarendszer kinematikai értelmezéséről.* A dolgozat megjelent az Acta Physicában is és azzal kapcsolatban már ismertettük.

Károlyházy Frigyes az óraparadoxonról írt dolgozatot. Miként a dolgozat rövid összefoglalójában a szerző megállapítja, célja az, hogy Schmidt György hasonló kérdésekkel foglalkozó dolgozatának néhány problematikus pontjára rávilágítson. Károlyházy az óraparadoxont a Minkowski-féle tér paramétervonalainak segítségével szemléletesen magyarázza.

A „Folyó irodalomból” c. rovatban Deézi Irén „A NO molekula ún. γ -, ϵ -, β -, δ -sávjaairól” című összefoglaló dolgozatát olvashatjuk. A dolgozat összefüggően ismerteti az idevonatkozó hazai és külföldi eredményeket és rámutat még megoldásra váró problémákra is.

A „Klasszikus irodalom” rovatban két dolgozat fordítását találjuk. Első Ivanenkonak „A neutron hipotézis” c. dolgozata. A néhány soros dolgozatban Ivanenko Chadwick felfedezése alapján feltételezi, hogy az atommag protonokból és neutronokból áll és nem protonokból és elektronokból, miként azt régen gondolták.

A második dolgozat Heisenberg-től származik, címe: *Az atommagok szerkezetéről.* Heisenberg megvizsgálja, hogy milyen következményekkel jár az, ha elfogadjuk az Ivanenko-féle feltevést. E vizsgálatok az első lépésnek tekinthetők azon a hosszú úton, mely végül is a magerők helyes elméletéhez vezet.

A deutérium La színekpavonának Lamb-féle eltolódása. A kvantumelektrodinamika szerint az energianívók meghatározásánál figyelembe kell venni az elektron és a sugárzási tér kölcsönhatását, más szóval az energianívó észlelt eltolódását az elektronnak az elektromágneses tér zérus-ponti rezgéseivel való kölcsönhatása okozza. E kölcsönhatásból adódó energia S állapotban a legnagyobb, P, D... állapotban rendkívül kicsi. A renormalizációt figyelembe vevő pontosabb relativisztikus számolást Schwinger végezte el 1948-ban.

A Lamb-féle eltolódás a deutérium állapotában is jelentkezik s az elmélet szerint kb. ugyanakkora, mint a hidrogénatom esetén ($\Delta E = 4,3 \cdot 10^{-6}$ eV). Eddig csak mikrohullámokkal, rádiótechnikai eszközökkel mutatták ki a 2s—2p felhasadást. G. Herzbergnek újabban sikerült közvetlenül, spektroszkópiailag úton pontosan megmérnie a deutérium alapállapotának Lamb-féle eltolódását s az elméleti értékkel jól egyező eredményt kapott. E kísérletek az elektromágneses tér zéruspontfluktuációja újabb bizonyítékának tekinthetők. Proc. Roy. Soc. 234, 516 (1956.)

Sz. J.

Az atommagok kötési energiájának telítettsége. Az elméleti magfizikusok egyik legrégibb és legtöbbet vizsgált problémája az, hogy miképpen lehet megmagyarázni a magok kötési energiájának telítettségét, vagyis azt a tapasztalati tényt, hogy a közepes és nehéz atommagok kötési energiája közelítőleg az A tömegszámmal arányos. Ha a nukleonok között csupán vonzóerők működnek, az atommagok mérete a legmélyebb energiaállapotban a tömegszámtól függetlenül kb. 10^{-13} cm lenne, energiájuk pedig A^2 -tel volna arányos. A telítettség értelmezésére a legutóbbi időkig feltették, hogy a nukleonok között ható erők — az atomok között ható kémiai erökhöz hasonlóan — a nukleonok állapotjellemzőitől (spintől, pályamomentumtól) függően vonzó- ill. taszítóerők. Az újabban végzett proton-neutron-szórás-kísérletek megmutatták, hogy a két nukleon között ható, állapottól függő („kicsérölődési”) erőkben a taszítás részvétele nem elegendő a telítettség értelmezésére.

Brueckner és munkatársai ezért a telítettség magyarázatát új úton kísérelték meg. Számításaikban a pszeudoskalár mezőelméletből levezetett kétnukleon-potenciált használták, amely a kisenergiájú kétnukleon-rendszer adatait a tapasztalattal kitűnő egyezésben szolgáltatja, emellett 90 MeV-ig közelítőleg helyesen írja le a nukleon-nukleon szórás-kísérleteket. E potenciál helytől függő része igen bonyolult, nem monoton függvény; jellegzetes vonása az, hogy kb. a magerők hatótávolságának harmadánál fellépő végtelenül intenzív taszítást ír le, ilyen módon lehetetlenné válik az, hogy az atommag a nukleonok közötti vonzás hatására 10^{-13} cm méretűvé zsugorodjék össze. A nukleonokat körülvevő végtelen intenzív taszító gömb biztosítja a tapasztalatból ismert magsugarat és kötési energiát.

Az intenzív taszítás erős korrelációt idéz elő a nukleonok mozgásában, ennél fogva a Hartree-módszer által használt szorzat-sajátfüggvény nem alkalmazható a kötési energia kiszámítására. Brueckner és társai ezért új közelítő módszer kidolgozására kényszerültek, amelynek lényege a következő: a nukleonok független („koherens”) mozgását egzaktul veszi tekintetbe, a korrelációt (a mozgás „inkoherens” részét) pedig perturbációként kezeli. (A módszer alkalmazhatósága szempontjából lényeges, hogy a Pauli-elv számottevő mértékben korlátozza az inkoherens mozgást.) A szerzők által felállított probléma „self-consistent” megoldása azt az érdekes eredményt szolgáltatja, hogy az atommagban mozgó nukleon effektív tömege a szabad nukleon tömegének kb. fele.

A számítások eredményeként az adódott, hogy az egy nukleonra eső kötési energia 12,8 MeV, a magsugár pedig $1,4 \cdot 10^{-13}$ A^{1/3} cm, ami a tapasztalati értékekkel

igen jól egyezik. Ezek az eredmények mutatják, hogy a kétnukleon-probléma és a mezonszórás tárgyalásánál eredményesen alkalmazott pszeudoskalár mezőelmélet a nehéz magok kötési energiájának telítettségét is képes magyarázni. Phys. Rev. 95, 217 (1954), 96, 908 (1954), 97, 1353 (1955).

Gy. G.

Technécium keletkezése egyes csillagokban. — Ismeretes, hogy a földön nem található meg a 47-es rendszámú technécium (Tc). Ezt mesterségesen állították elő, a leghosszabb felezési idejű izotóp, a Tc⁹⁹ felezési ideje: 212 000 év. Nagy meglepetés volt, hogy a nap és az R Andromeda színekpében technécium vonalakat találtak. Ez azt jelenti, hogy a csillagokban állandóan keletkezik. Milyen folyamat vezethet technécium keletkezésére? Nahmias feltételezi, hogy a csillagokban levő ruténium neutronot fog be, utána pozitron bomlással Tc⁹⁹-cé alakul át. A neutrínó sűrűség és a neutrínó befogás hatáskeresztmetszete olyan érték, hogy ezt a feltételezést valószínűvé teszi. (Journ. de Phys. 16, 495. 1955.)

K. L.

Jég előállítás — napsugárzás segítségével. A nap energiáját jég előállítására is sikerült felhasználni. A napsugarakat parabolikus tükörrel kis felületre összegyűjtve ammoniákos oldatból ammóniagázt szabadítanak ki. Ezt nyomás alatt cseppfolyósítják. Éjszaka elpárologtatva a gázt, jeget kapnak. Lényegében tehát egy hűtőgép dolgozik a nap energiájának hatására. Francia fizikusok 1 m² felületről 4 óra alatt összegyűjtött sugárzás segítségével 4 kg jeget tudtak előállítani. (Comptes Rendus, 242, 1000, 1956.)

K. L.

Spektrumvonalak mérésének pontossága. A spektrumvonalakat az atomok hőmozgása miatt bekövetkező Doppler-effektus kiszélesíti, rontja a spektrumvonal mérésének pontosságát. Ezen lehet javítani a következő incidencia módszerrel: Egy atom sugároz ki két spektrumvonalat, amelyek egymást gyorsan követik, közben a hőmozgás sebessége nem változik meg. Az egyik kiszélesedett spektrumvonalat egy a szélességnél lényegesen keskenyebb rés mögött „nézi” egy fotoelektronsokszorozó, egy másik fotoelektronsokszorozó ugyanilyen keskeny rés mögött „végignézi” a másik spektrumvonalat. Ha a két sokszorozó incidenciába van kapcsolva, akkor a incidenciaszámot leíró görbében éles maximum lesz, ha a második rés a spektrumvonalnak arra a tartományára ér, amelyiken az első rés volt az első spektrumvonalon, vagyis ha azonos atom bocsátja ki a két vonalat. Ezután a berendezést át kell rendezni úgy (pl. tükör segítségével) hogy a második vonalat 180°-kal eltolt irányból „nézze” a második sokszorozó. Ekkor a incidenciák maximuma a kiszélesedett vonal másik oldalán jelentkezik. A középhelyzet adja a vonal hullámhosszát nagy pontossággal. A hullámhosszmérést ezzel a módszerrel egy nagyságrenddel könnyen pontosabbá lehet tenni. Az eljárás lehetőséget nyújt több, finomabb spektroszkópiailag effektus (hiperfinom szerkezet, nehéz magoknál a magsugár befolyása) stb. mérésére. (Phys. Rev. 102, 293, 1956.)

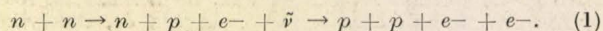
K. L.

Legújabb ismereteink az atommagok töltésseloszlásáról. R. Hofstadter és munkatársai néhány éve kezdeményezték az atommagok töltéssűrűségének tanulmányozását nagyenergiájú elektron-szórás-kísérletek segítségével. A magon szóró elektronok kísérletileg meghatározott szögeloszlását összehasonlították a különböző alakú sűrűségfüggvények feltételezésével elméleti úton számított szögeloszlással. Ily módon arra az eredményre jutottak, hogy a mag protonjainak hatása az elektronokra egyenértékű egy $r_0 A^{1/3}$ sugarú, homogén töltéssűrűségű gömb hatásával; itt $r_0 = 1,2 \cdot 10^{-13}$ cm kb.

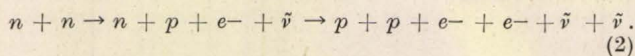
2—3%-os pontossággal, A a tömegszám. — Újabb vizsgálatokkal, amelyekről az elmúlt év júliusában Amsterdamban tartott magfizikai konferencián számoltak be, a töltésselátás finomabb részleteinek megismerésére törekedtek. A stanfordi egyetemen 180 MeV-es elektronokkal végzett szórás kísérletek szerint a mag töltéssűrűsége a mag határán elég „lassan”, $2,4 \cdot 10^{-13}$ cm vastagságú héjban csökken a középpontbeli érték 90%-áról 10%-ra. A mag azon pontjai, amelyekben a sűrűség a középponti érték fele, $1,08 \cdot A^{1/3} \cdot 10^{-13}$ cm távolságra vannak a mag centrumától. — A szerzők most a nukleonok impulzuseloszlását akarják meghatározni a magban elektronszórás-kísérletek alapján. (Proc. of the Int. Conf. on Nucl. Reactions. Amsterdam. 1956. 943, 1195 old.) Gy. G.

A kettős β -bomlás és az antineutrínó. A tapasztalat szerint minden töltött elemi részecskének van antirészecskéje, amelynek töltése ellenkező előjelű. Az elektroné a pozitron, a π^+ -mezoné a π^- -mezon, a protoné az antiproton stb. Felmerül a kérdés, van-e antirészecskéje a semleges elemi részecskének? A neutron esetében, tudjuk, igenlő a válasz: az antineutron a neutronéval ellentétes mágneses momentumú és mezonikus töltésű részecske. Az $1/2$ spinű részecskének általános elmélete szerint a *neutrínónak* is kell, hogy legyen antirészecskéje. Igen érdekes, régóta vitatott kérdés, hogy vajon az antineutrínó megkülönböztethető-e valamilyen fizikai kölcsönhatása alapján a „rendes” neutrínótól? — Ha az $e^- + p \rightarrow n + \nu$ elektronbefogásnál kirepülő könnyű részecskét tekintjük „rendes” neutrínónak, úgy az $n \rightarrow p + e^- + \bar{\nu}$ β -átalakulásnál keletkező $\bar{\nu}$ részecske az antineutrínó.

A neutrínó és antineutrínó megkülönböztethetőségének kérdése kísérletileg a kettős β - (röviden: $\beta\beta$ -) bomlás megfigyelésével tanulmányozható. A $\beta\beta$ -bomlás olyan magok esetében jut szerephez, amelyek számára a közönséges β -átalakulás az energia- vagy impulzusmomentum megmaradásának tétele miatt nem lehetséges. E magokban végbemehet a két elektron emissziójával járó $\beta\beta$ -bomlás. Ha a neutrínó és az antineutrínó minden fizikai tulajdonsága megegyezik, úgy az átalakulás a következő lépésekben mehet végbe: a mag egy neutronja $n \rightarrow p + e^- + \bar{\nu}$ folyamatban keletkező $\bar{\nu}$ antineutrínó a $\bar{\nu} \equiv \nu$ feltevés miatt kiválthatja az elektronbefogás fordított folyamatát: $\bar{\nu} + n \rightarrow p + e^-$. A végeredmény tehát az, hogy a mag két neutronja — neutrínót tartalmazó közönséges állapotban át — protonná alakul, miközben két elektron emittálódik:



Nyilvánvaló, hogy az (1) átalakulás nem mehet végbe, ha a neutrínó nem azonos az antirészecskéjével. Az átalakulás első lépésében $\bar{\nu}$ keletkezik, a második lépésben, a $\nu + n \rightarrow p + e^-$ átalakulásban ν -re van szükség: a $\bar{\nu}$ antineutrínót $\bar{\nu} \neq \nu$ esetén nem abszorbeálhatja neutron. Ebben az esetben a $\beta\beta$ -bomlás tehát csak két egymást követő közönséges β -átalakulásból tevődhet össze:



Az elmélet szerint a $\beta\beta$ -bomlás (1) szerint 10^4 — 10^5 -ször nagyobb valószínűséggel megy végbe, mint (2) szerint. Az (1) neutrínómentes $\beta\beta$ -bomlással szembeni élettartam pl. az elmélet várakozása szerint Ca^{48} esetében 10^{15} — 10^{16} év, ami a jelenlegi technikával laboratóriumban kimutatható, ugyanakkor a 4—5 nagyságrenddel valószínűtlenebb. (2) folyamat mai eszközeinkkel nem észlelhető. — Több a problémát el nem döntő mérés után legutóbb Amschalom vizsgálta meg, hogy megfigyelhető-e Ca^{48} és Zr^{96} esetében az (1) alatti, 10^{15} — 10^{16} év élettartammal végbemenő átalakulás? Eredménye szerint az élettartam Ca^{48} esetében $> 2 \cdot 10^{18}$ év, tehát lényegesen nagyobb, mint az (1) neutrínómentes $\beta\beta$ -bomlás elméletileg várt élettartama. — Cowan és munkatársai Nd^{150} -et vizsgálták meg, amely az elmélet várakozása szerint 8-szor akkora valószínűséggel szenved neutrínómentes $\beta\beta$ -bomlást, mint Zr^{96} , ha a $\nu \equiv \bar{\nu}$ feltevés helyes. Cowan berendezése nem jelzett az (1) típusú folyamattól származó koincidenkiakat, így a szerzők arra következtettek, hogy a $\nu \equiv \bar{\nu}$ feltevés nem felel meg a valóságnak. — A neutrínó és antineutrínó megkülönböztethetőségét más úton vizsgálta Davies. Kimutatta, hogy a β -átalakuláskor keletkező $\bar{\nu}$ részecske nem képes $\bar{\nu} + n \rightarrow p + e^-$ típusú indukált β -átalakulást kiváltani. Ha $\bar{\nu} \equiv \nu$ volna, ennek az átalakulásnak végbe kellene mennie.

Az ismertetett kísérleti vizsgálatok arra mutatnak, hogy a neutrínó és az antineutrínó különböző fizikai tulajdonságokkal rendelkező részecskék: a $n \rightarrow p + e^- + \bar{\nu}$ átalakulásban keletkező $\bar{\nu}$ antineutrínó indukált pozitronemissziót válthat ki: $\bar{\nu} + p \rightarrow n + e^+$, a $p \rightarrow n + e^+ + \nu$ átalakulásban születő ν neutrínó viszont indukált elektronemisszió okozója lehet: $\nu + n \rightarrow p + e^-$. A kétfajta neutrínó egymást a tapasztalat szerint nem helyettesítheti. (Megemlítjük, hogy ν és $\bar{\nu}$ különböző fizikai tulajdonságai a kétfajta részecske fermion-töltésének különböző előjelével hozhatók kapcsolatba.) (Phys. Rev. 101, 1041 [1956], Nuovo Cim. 3, 649 [1956].)

Gy. G.

Folyóirat kiadványaink előfizethetők és számonként is vásárolhatók a következő helyeken:

Akadémiai Könyvesbolt, Budapest, V., Váci utca 22.

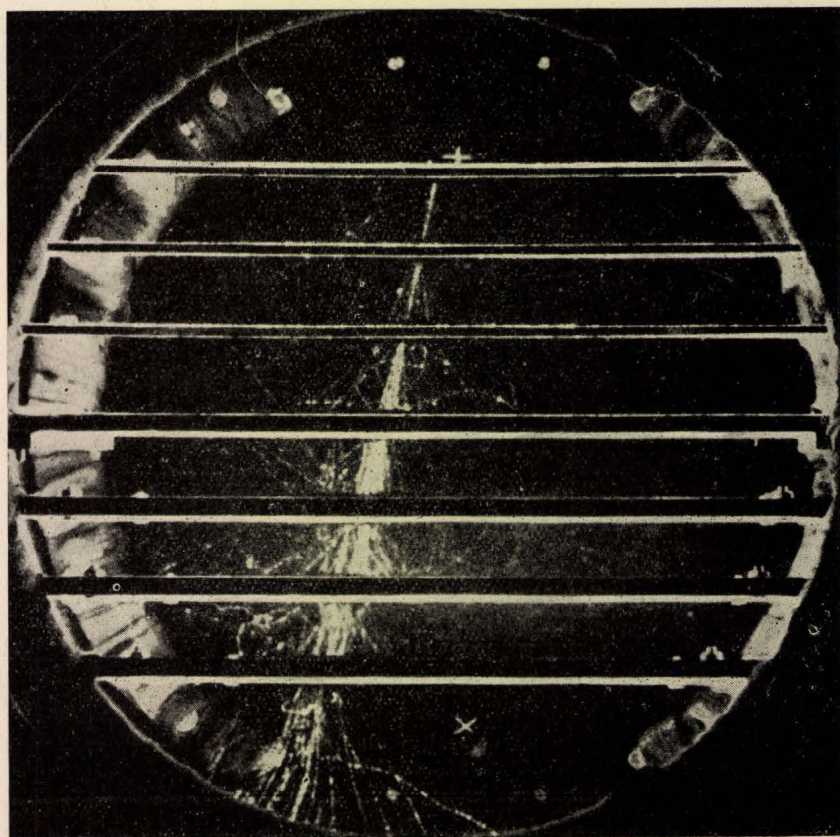
Akadémiai Kiadó Terjesztési osztály, Budapest, V., Alkotmány utca 21.

Posta Központi Hirlap Iroda, Budapest, V., József nádor tér 1.

FIZIKAI SZEMLE

VII. ÉVFOLYAM
1957.

2-3.



EÖTVÖS LORÁND FIZIKAI TÁRSULAT



Szerkesztőbizottság :

Bodó Zsolt, Csekő Árpád, Keszthelyi Lajos, Marx György,
Szalkai Ferenc, Szigeti György, Tarján Imre, Túrinné Frank Zsuzsa, Vermes Miklós

Szerkesztőbizottság titkára : Túrinné Frank Zsuzsa

Szerkesztőség : Budapest, V., Reáltanoda utca 13—15. Eötvös Loránd Fizikai Társulat
Távbeszélő : 187-423

Kiadóhivatal: Akadémiai Kiadó, Budapest, V., Alkotmány utca 21.
Távbeszélő : 111-010 *

Terjeszti a Posta Központi Hírlapiroda Vállalat
Budapest, V., József nádor tér 1. Telefon : 180-850

Előfizetés, személyes ügyfélszolgálat: József nádor tér 1., üzlethelyiség. Telefon: 183-022.
Csekk számlaszám : 61257.

Előfizetés egy évre 30,— félévre 15,— Ft; egyes szám ára 6,— Ft

Megjelenik évente hatszor

TARTALOMJEGYZÉK

Simonyi Károly—Pócs Lajos : A szabályozható fúziós energia-
termelés megvalósításának lehetőségéről

Almár Iván : Kutatómunka mesterséges holdakkal

Marx György : A kvantumfizika elemei II.

O. R. Frisch : Új energiaforrás ?

A FIZIKA TANÍTÁSA

Madas László , A demonstrációs csille

Benkő Károly—Tóth Lajos : Az ingamozgás lengési idejének meg-
határozása

Bodócs István : Indukált áramlökések iránymeghatározásának
új módszere

Párkányi László : Az indukált feszültség kimutatása sűrítős elekt-
roszkóppal

KÖNYVSZEMLE

HÍREK — EGYESÜLETI ÉLET

A FIZIKAI TUDOMÁNY HALADÁSÁBÓL

СОДЕРЖАНИЕ

К. Шитонь—Л. Поч : О возможности осуществ-
ления регулируемого фузионного произ-
водства энергии

И. Алмар : Научно-исследовательская работа при
помощи искусственных спутников

Дь. Маркс : Основы квантовой физики II.

О. Р. Фриш : Новый источник энергии ?

ПРЕПОДАВАНИЕ ФИЗИКИ

Л. Мадаш : Демонстративная рудничная вагонетка
К. Бенкő—Л. Тот : Определение времени качания
маятникового движения

И. Бодоч : Новый метод для определения направ-
ления индуцированных импульсов тока

Л. Паркань : Доказательство индуцированного
напряжения конденсационным электрос-
копом

· ИЗВЕСТИЯ ИЗ ЖИЗНИ ОБЩЕСТВА ФИЗИКОВ
· ИЗ УСПЕХОВ ФИЗИЧЕСКИХ НАУК
· ОБЗОР КНИГ

INHALT

K. Simonyi—L. Pócs : Über die Möglichkeit der
Verwirklichung von steuerbarer Erzeugung
von Energie in Fusionsprozessen

I. Almár : Forschungsarbeit mit künstlichen
Monden

Gy. Marx : Die Anfangsgründe der Quantenphysik II.

O. R. Frisch : Neue Energiequelle ?

UNTERRICHT DER PHYSIK

L. Madas : Wägelchen für Demonstrationsversuche
K. Benkő—L. Tóth : Bestimmung der Schwingungs-
zeit der Pendelbewegung

I. Bodócs : Eine neue Methode für Richtungsbe-
stimmung der induzierten Stromstöße

L. Párkányi : Nachweis der induzierten Spannung
mittels Kondensationselektroskops

NACHRICHTEN — AUS DEM VEREINSLEBEN
Fortschritte der Physik
BUCHBESPRECHUNG

Címkepünk : Elektron-foton zápor kialakulása a Wilson-kamrában levő ólomlemezekben
(A KFKI Kozmikus Sugárzási Osztályán készült felvétel)

A kiadásért felelős : az Akadémiai Kiadó igazgatója

Műszaki felelős : Szöllősy Károly

A kézirat beérkezett 1957. III. 11. Terjedelem : 8·75 (A/5) ív

Ez a folyóirat az MSZ 3405 és 5602 Á szerint készült

Akadémiai Nyomda, Budapest, Gerlóczy utca 2. — 41728/57 — Felelős vezető : Bernát György

FIZIKAI SZEMLE

AZ EÖTVÖS LORÁND FIZIKAI TÁRSULAT LAPJA

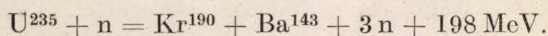
VII. évfolyam

2—3. szám

1957. április—június

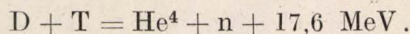
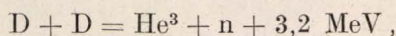
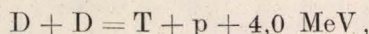
A szabályozható fúziós energiatermelés megvalósításának lehetőségéről

Ismeretes, hogy a nehéz magok hasadása, a fission és a könnyű magok egybeépülése, a fúzió, energiatermeléssel jár. A gyakorlatilag egyik legfontosabb fissionnak, az U—235 izotóp lassú neutronok hatására végbemenő hasadásának mérlege:



Ez az energia az U—235 1 grammjára vonatkoztatva $\approx 2 \cdot 10^{10}$ cal ≈ 1 MWnap energiát jelent, vagyis annyi energiát, amennyi egy 1 MW = 1000 kW-os hőteljesítményű erőmű 1 napi üzemanyagszükségletét biztosítja.

A fúzió három, később közelebbről vizsgált alakja:



1 g D—T keverék fúziójánál felszabaduló energia $8,1 \cdot 10^{10}$ cal ≈ 4 MWnap.

Makroszkópikus méretekben a fission energiatermelés szabályozható alakja az atom-bombában, szabályozható alakja pedig az atomreaktorban valósult meg. A fúziós energiának jelen pillanatban földi méretekben csak a robbanásszerű felszabadulása ismert.

A fúziós energia szabályozható felszabadulásának, tehát a fúziós reaktorok megvalósításának gazdasági jelentősége igen nagy. A fúziós reaktor egyik lehetséges nyersanyaga, a deutérium gyakorlatilag kimeríthetetlen bőséggel és könnyen hozzáférhető módon áll rendelkezésünkre a tengervízben. A fosszilis energiahordozók csak néhány évszázadig elegendők, kibányászható hasadó anyagokban egy-két nagyságrenddel (kb 25-szörösen) nagyobb az energiataralékunk, de a tengervíz deutérium-tartalma az emberiség 1000-szeresére megnőtt fogyasztását is el tudná látni 10^9 évig. A fúziós reaktorok megvalósításával az emberiség valóban megszabadul az energiagondoktól. Így nem csodálatos, hogy a fúziós reaktorok kérdése mind a gazdasági, mind a tudományos élet egyik igen fontos kérdése.

A nagyhatalmak nagy anyagi és szellemi energiabefektetéssel igen intenzív kutatómunkát

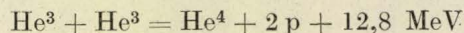
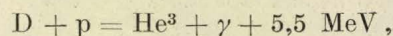
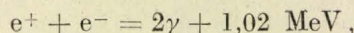
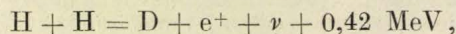
végeznek ezen a téren. A legutóbbi időig csak sejteni lehetett, hogy milyen irányban keresik a probléma megoldását [1—3]. Egy évvel ezelőtt a szovjet eredmények egy kis részlete jelent meg [4], majd az amerikai kutatásokról két részletesebb összefoglaló [5—6] látott napvilágot 1956 nyarán. Ez a két cikk sok olyan megállapítást tartalmaz, amely egybeesik a magyar kutatók e tárgyban elért és ugyancsak 1956 nyarán — a veszprémi vándorgyűlésen — nyilvánosságra hozott eredményeivel [7—13]. Az alábbiakban elsősorban ezek, valamint az említett két cikk alapján ismertetjük a probléma mai állását.*

A lehetőségek áttekintése

A természet a lassú lefolyású, tehát nem robbanásszerűen végbemenő fúziós energiatermelésre a csillagokban mutat példát. A csillagokban folyó fúziós reakciókkal nem foglalkozunk [14].

Milyen fúziós reakciók jöhetnek szóba, ha itt a Földön akarunk energiát termelni? Elsősorban azok amelyekben hidrogén-izotópok egyesülnek, mert, mint láttuk, hidrogén-készleteink szinte kimeríthetetlenek. Ezenkívül a megvalósíthatóság szempontjából is ezek látszanak a legmegfelelőbbnek.

A csillagok energiáját főleg a

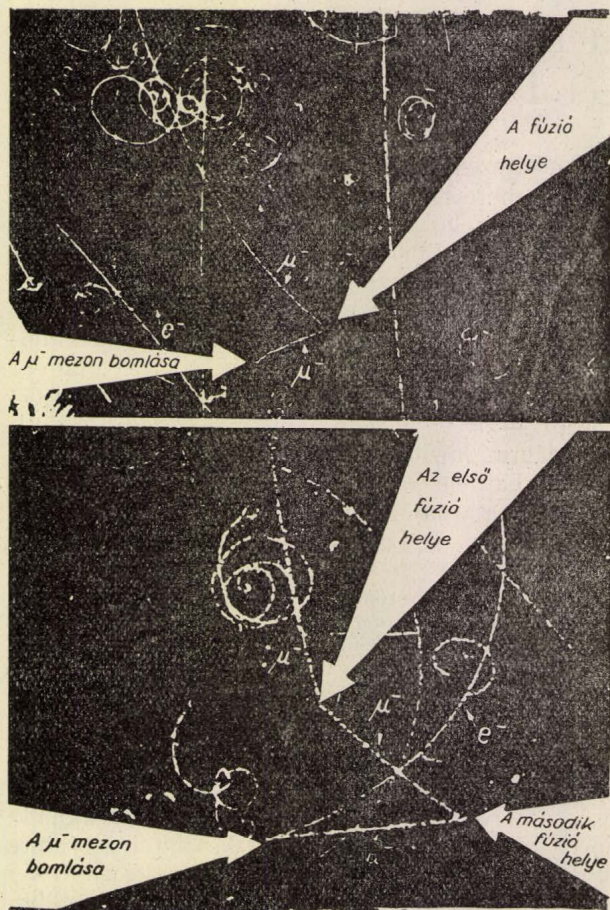


reakció-lánc és a szén-ciklus szolgáltatja [15—18]. Bár ezekben is hidrogén alakul héliummá, földi viszonyok között nem használhatjuk őket, mert túl lassúak. Ilyen lassú reakcióláncok csak a csillagok méreteinél tarthatnak fenn energia-egyensúlyt. Gyorsabb reakciókat kell keresni. A cikk elején említett három reakció látszik a legmegfelelőbbnek.

* E cikk nyomdába adása után még két ilyen tárgyú cikk jelent meg [41, 42], ezek semmi lényeges újat nem tartalmaznak.

Vizsgáljuk meg, hogyan lehet fúziós reakciót létrehozni.

A nehéz magok hasadását a magba ütköző neutron okozza. Ahhoz, hogy egy fúziós reakció végbemenjen, az kell, hogy két atommag ütközzön össze. A két folyamat között lényeges különbség van. A neutronnak nincs töltése, ezért elektromos taszítás nem akadályozza az ütközést. Két atommag viszont csak akkor tud összeütközni, ha legyőzték a Coulomb-taszítást.



1. ábra. Két kép Alvarez buborékkamra-felvételeiből. A felsőn jól látszik, hogy a μ -mezon nyoma megszakad — itt keletkezett egy mezoatom —, majd amikor a fúzió bekövetkezte után a mezon felszabadul, újra megjelenik a nyoma. A μ -mezon végül elbomlik, és a bomlásából keletkezett elektron nyoma látszik. Az alsó képen azon ritka folyamatok egyike látszik, amelyben egy μ -mezon két fúziót hozott létre (A Physikalische Blätter 13, 4. számából)

A taszítóerő legyőzésének az a legegyszerűbb módja, hogy nagy sebességgel ütköztetjük össze a részecskéket. Nagy sebességű részecskéket gyorsítóból kaphatunk, vagy, a csillagok mintájára, a gázmolekulák nagy hőmérsékletre való felmelegítésével. Ha nagy hőmérsékletű anyagban jön létre a fúzió, a hőmozgás hatására, *termonukleáris reakcióról* beszélünk.

A taszítóerő legyőzésének másik módja az, hogy a mag elektromos erőterét „leárnyékoljuk”.

A felsorolt lehetőségek közül a termonukleáris reakció látszik a legfontosabbnak szempontunkból, azért arról fogunk részletesebben beszélni. Előbb azonban röviden áttekintjük a többi lehetőséget.

Gyorsítók alkalmazásától mit várhatunk?

Ha gyorsítóval fúziós reakciót hozunk létre, mindig szabadul fel fúziós energia. A kérdés csak az, hogy el tudjuk-e érni, hogy több energia szabaduljon fel, mint amennyi a gyorsító működtetéséhez szükséges. A vizsgálatok azt mutatják [19—21], hogy ennek semmi elvi akadálya nincs. Gyakorlatilag viszont nagy nehézségekbe ütközik. A nehézségek fő oka az, hogy amikor a felgyorsított részecskék beleütköznek az atomokba, energiájuk jó részét az elektronoknak adják át, ezért a bombázó részecskének csak igen kis része hoz létre fúziót. Ha valamilyen módon lecsökkenthetnénk az elektronoknak átadott energiát, rögtön megnőne a fúziók száma, annyira, hogy még robbanás is bekövetkezhetne [10]. Érdemes tehát megvizsgálni, hogy milyen módon csökkenthetnénk le az elektronok energiafelvételét.

Ennek egyik módja az lenne, hogy az anyagot erős mágneses térbe tesszük. Ehhez azonban olyan erős mágneses tér kellene, amelyet nem tudunk előállítani. Egy másik lehetőség az volna, hogy igen nagy intenzitású részecske-nyalábot gyorsítunk. Eerre viszont nem alkalmasak a mai gyorsítók. Megjegyezzük, hogy mostanában több helyen is próbálkoznak nagy áramerősségű gyorsítók építésével.

Akkor is csökken az elektronoknak átadott energia, ha a bombázó részecskék nem álló, hanem az előző részecskék által már meglökött, mozgó elektronokba ütköznek. A számítások [12] azonban azt mutatják, hogy ez az effektus gyakorlatilag nem okoz javulást. Tehát bár elvileg nem lehetetlen gyorsítóval energiát termelni, lehet, hogy a jövőben sikerülni is fog, ma azonban még járhatatlan ez az út.

Az egyéb lehetőségek közül megemlítjük Alvareznek és munkatársainak érdekes felfedezését [22, 40].

Alvarez és munkatársai nagyarányú kutatómunkát végeznek Berkeleyben, az ott működő 6 GeV-os Bevatronnal a K-mezonok tulajdonságainak felderítésére. A K-mezonok rendszerint π vagy μ -mezonra bomlanak. A π -mezon is μ -mezonra bomlik. Így tehát a buborék-kamrában — amiben a vizsgálatokat végezték — sok μ -mezon nyom látszik. (A buborékkamra a ködkamrához hasonló berendezés, csak itt az ionizáló részecskék nem telített gőzben hoznak létre cseppeket, hanem forráspontja közelében levő folyadékban apró buborékokat.)

A K-mezonok vizsgálatánál a μ -mezonok nyomai csak zavaró háttérrel jelentenek. Azonban a nyomokról készített fényképfelvételek átnézésekor néhány olyan μ -mezon nyomot találtak, ami különlegességével felkeltette a kutatók érdeklődését.

Nézzük meg az 1. ábra felső képét, ami egy ilyen felvételt ábrázol. Azt látjuk, hogy a felülről jövő μ -mezon nyoma egyszer csak megszakad. (Azt, hogy valóban μ -mezonról van szó, a pálya görbületi sugarának mérésével állapíthatjuk meg. A görbületi sugar, valamint annak a mágneses térnek az erőssége, amiben a buborékkamra el van helyezve, meghatározza, hogy milyen részecske-ről van szó.)

Tehát jött egy μ -mezon, a nyoma megszakadt, majd egyszer csak, most már más irányban, mint ahogy eredetileg repült, újra megjelent a nyoma.

Teller Ede magyar származású amerikai fizikus oldotta meg a megszakadó nyomok rejtélyét. Szerinte a következő folyamat játszódott le (kissé leegyszerűsítve, csak a lényeges lépéseket mondjuk el):

A μ -mezon találkozott a buborékkamrát kitöltő folyékony hidrogén egyik deutérium-atomjával, és befogódott egy elektronpályára. Tudjuk, hogy a negatív μ -mezonok igen hasonlóan viselkednek az elektronokhoz, többek között abban is, hogy atommagok körül keringhetnek. Az ilyen μ -mezonos atomot mezoatomnak nevezzük.

Teller szerint ha egy ilyen mezoatom találkozik egy közönséges hidrogén-atommal, akkor a két mag egyesülhet, fúzionálhat. A fúzió során a μ -mezon kiszabadul, tehát nem használdik el, csak katalizálja a fúziót.

A nyom tehát azért szakad meg, mert a μ -mezon befogódik. A fúzió bekövetkezésekor kiszabadul; ezért látszik újra a nyoma. A μ -mezon nem stabil részecske, egy idő múlva elbomlik. A képen jól látszik a végső bomlásterméknek, az elektronnak a nyoma is.

Előfordulhat, hogy a kiszabadult μ -mezon újra befogódik és újabb fúziót hoz létre. Ilyen folyamatot láthatunk az 1. ábra alsó képén. Itt nem látszik olyan határozott szakadás a pályában, mint a felső képen. De a μ -mezon pályájának a megtörése nem lehet szóródás eredménye. Nyilván hamar bekövetkezett a fúzió, ezért látszik folytonosnak a pálya. A μ -mezon bomlásából keletkező elektron itt is jól látható.

Miért következik be fúzió a mezoatom és a közönséges H-atom magja között? Hiszen szó sincs a termonukleáris reakciókhoz szükséges több millió fokos hőmérsékletről! Sőt, az egész folyamat a folyékony hidrogén forráspontja alatt, -250°C körül játszódik le.

Gondoljunk azonban arra, hogy az atomok kívülről semlegesek, mert az elektron-burok „leárnyékolja” az atommag elektromos terét. Ha tehát pl. egy proton közeledik egy atomhoz, addig háborítatlanul halad, amíg az atom elektron-burkát el nem éri. Csak akkor kezdi érezni a mag taszító hatását, amikor már az elektronburok belsejébe jutott.

Mármost a mezoatomban a μ -mezon — kb. kétszázszor nagyobb tömege miatt — sokkal beljebb kering, mint az elektron a közönséges

atomban. Ugyanis a hidrogén-atom Bohr-féle elmélete szerint a keringő részecske pályájának sugara alapállapotban

$$a = \frac{\hbar^2}{me^2},$$

ahol \hbar a Planck-állandó $\frac{1}{2\pi}$ -szerese, $1,05 \cdot 10^{-27}$

erg sec, e az elemi töltés, $4,8 \cdot 10^{-10}$ el. sztat. egység, m a részecske tömege. A pályasugár tehát fordítva arányos a keringő részecske tömegével.

De ha a μ -mezon beljebb kering, akkor egy-szersmind beljebb van a mezoatom „árnyékoló burka” is, mint a közönséges atomé. Ezért a közeledő proton sokkal jobban meg tudja közelíteni a mezoatom magját, anélkül, hogy taszítást érezne. Ez pedig a fúzió bekövetkezését sokkal valószínűbbé teszi, annyira, hogy még a hideg sem akadály.

Hogy valóban a leírt folyamat megy végbe, és nem valami más okozza a nyomok megszakadását, azt úgy ellenőrizték, hogy közönséges hidrogén helyett — aminek deutérium-tartalma csak 0,016% —, deutériumban dúsított hidrogénnel töltötték meg a kamrát. Ekkor a várakozásnak megfelelően megnőtt a fúziók száma.

Ilyen módon tehát szabadítható fel fúziós energia. Az a baj, hogy csak a μ -mezonok kis része hoz létre fúziót, és, ha létre is hoz, leg-többször csak egyet. Ekkor pedig nem kapjuk vissza a μ -mezonok létrehozásához szükséges energiát sem. Olyan részecskére lenne szükség, amelyik tud elektron-pályán keringeni, elég nagy a tömege — lehetőleg még nagyobb, mint a μ -mezoné, mert akkor még beljebb kering —, és hosszabb életű, mint a μ -mezon, ami csak mintegy két mikroszekundumig él. Az idei rochesteri nemzetközi magfizikai konferencián szovjet kutatók beszámoltak arról, hogy Alihanjan felfedezett egy új részecskét. Ennek a tömege 550 elektrontömeg körül van, és egyéb tulajdonságai is megfelelnek a követelményeknek. Alvarez szerint ez a részecske talán alkalmas lesz fúziós energiatermelésre. Mindenesetre, egyelőre alaposan meg kell vizsgálni ennek a részecskének az összes tulajdonságát, és csak azután mondhatunk valamit arról, hogy a fúziós energiatermelésnek ez az útja járható-e.

A termonukleáris energiatermelés

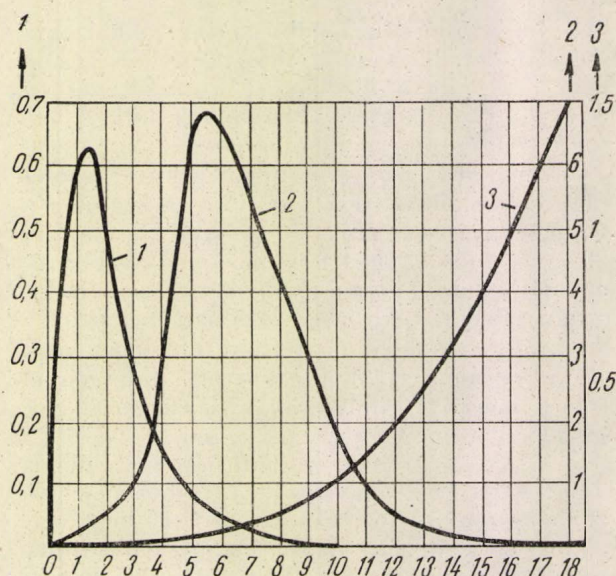
A termonukleáris energiatermelés egyik módja az, ami a csillagokban is megvalósul, vagyis az, hogy stacionárius állapotban egyensúlyban van az energiatermelés és az energia elsugárzása, beleszámítva a gyors részecskék által elvitt energiát is.

Az energiatermelés másik lehetősége a rövid, robbanásszerű reakció létrehozása. A hidrogén-bombában ez valósul meg. A hidrogén-bombával nem foglalkozunk (lásd: 14).

Elképzelhető, hogy olyan kis robbanásokat sikerül létrehozni, amelyeknek energiája gyakorlati célra hasznosítható, a robbanómotorhoz hasonlóan. Az ilyen mikro-robbanásoknál fellépő bonyolult jelenségekről még nagyon csekély ismeretekkel rendelkezünk. A továbbiakban a stacionárius energiatermelés problémáival foglalkozunk.

A következő fizikai folyamatot vizsgáljuk:

A D vagy D—T gáz teljesen ionizált, tehát kvázisemleges plazma állapotban van. Ennek a magok és elektronok keverékéből álló gáznak a



2. ábra. Az $Ee^{-E/kT}$ függvény (1. görbe); a fúzió hatáskeresztmetszete (3. görbe); és a fúziók száma (2. görbe); $D + T = He^4 + n$ reakcióra, $T = 20 \cdot 10^6 \text{ } ^\circ K$ -nál. Az abszcissza a részecskék energiája keV-ban, az 1. görbe ordinátája keV-ban, a második relatív egységekben, a harmadik barnban [36]

sebességeloszlását ilyen magas hőmérsékleten már a Maxwell-sebességeloszlás írja le. A gázkeverék tagjai egymással ütközés révén energia-kicserélő érintkezésben vannak, így azonos hőmérsékletűeknek tekinthetők.

Az egymasnak ütköző magok pozitív töltésük ellenére növekvő hőmérséklettel erősen növekvő valószínűséggel reakcióba lépnek egymással. A legfontosabb feladat az időegységenkénti és térfogategységenkénti azon ütközések számának a meghatározása, amelyek valóban reakcióhoz vezetnek. Ennek ismeretében ugyanis a termokémiás reakciók fajlagos teljesítménye egyszerűen az egy reakciónál felszabaduló energiával való szorzásból adódik.

Mi lesz az így felszabaduló energia sorsa? A legegyszerűbb esetben tegyük fel, hogy sikerült valamilyen módon a sok millió fokos gázteret rugalmas fallal határolni, amelyről tehát a neki-
 ütköző részecskék energiaveszteség nélkül rugalmasan visszapatannak. Ilyenkor energia csak sugárzás útján távozhathat. A sugárzó energiát a töltött részek, elsősorban az elektronok impulzus-

változásainál fellépő fékezési sugárzás szolgáltatja. Stacionárius állapotban a fúziós energia-termelésnek éppen fedeznie kell az elsugárzott veszteséget. Ez az egyensúly egy minimális hőmérsékletet határoz meg, amelynél termonukleáris reakció stacionáriusan még éppen fennmaradhat.

Mínt hogy a fúziós energiatranszfer a magok kinetikus energiájában jelentkezik, a sugárzás révén fellépő veszteség pedig az elektronok mozgásából adódik, így magában a gázterben állandó energiaáramlás van a magoktól az elektronok felé. A magok közepes energiája tehát kissé magasabb, mint az elektronoké. Ez annyit jelent, hogy a magok hőmérséklete és az elektronok hőmérséklete nem azonos. Az egész gázkeveréknek mint egyetlen gáznak hőmérsékletéről tehát csak első közelítésben beszélhetünk.

Mindez, amit mondottunk, csak a töltéssel ellátott reakciótermékekre vonatkozik. A neutronok energiája a fúziós tér hőmérsékletének fenntartása számára elveszett. Ez az egyensúlyi hőmérsékletet felfelé tolja.

A valószínűleg természetesen nem sikerül a gázt ideálisan rugalmas fallal határolni. Ezért a részecskék a falnak is adnak át energiát. Továbbá nincs tökéletesen záró fal, a fúziós tér határoló felületéről eldiffundáló részek ugyancsak visznek energiát magukkal. A falon, illetve az eldiffundálás következtében fellépő energiacsökkenés a szabad úthossz nagyságával van közvetlen kapcsolatban. Mindezen veszteségeket a fúziós energiaszabaddulás csak még magasabb hőmérsékletnél fedezheti.

Nézzük most a fentebb elmondottakat kvantitativé. Meggondolásainknál elsősorban a függvények menetére vagyunk kíváncsiak. A fontos végeredményeket azonban vagy numerikus számításra alkalmas egyenletek alakjában, vagy diagrammban közöljük.

Vizsgáljuk először azt a kérdést, hogy az E és $E + dE$ energia-intervallumban hány reakcióhoz vezető ütközés történik, például a D és T magok között [23]. A reakcióhoz vezető ütközések száma az időegység alatt arányos az ezen intervallumba eső részecskék $n(E) dE$ számával és az ezen energiához tartozó v sebességgel, valamint a reakció $\sigma(E)$ hatáskeresztmetszetével:

$$\frac{\text{ütközések száma}}{\text{cm}^3 \text{ sec}} \sim n(E) dE v \sigma(E). \quad (1)$$

Az E és $E + dE$ intervallumba eső részecskék száma a Maxwell—Boltzmann-eloszlás szerint:

$$n(E) dE \sim \frac{1}{(kT)^{3/2}} V \bar{E} e^{-\frac{E}{kT}} dE.$$

A sebességre érvényes a $v \sim \sqrt{E}$ arányosság, így tehát

$$v n(E) dE \sim \frac{1}{(kT)^{3/2}} E e^{-\frac{E}{kT}} dE, \quad (2)$$

Az összes arányossági tényezőket elhagytuk, de a T -től való függést a későbbiek számára mindig kihangsúlyozzuk. Az $E e^{-E/kT}$ függvényt a 2. ábrán láthatjuk 20 millió fok hőmérséklet esetén. Nagyobb energiák esetén természetesen csak az $e^{-E/kT}$ faktor a döntő.

A $\sigma(E)$ hatáskeresztmetszet két tényezőből tevődik össze. Azt kell megnéznünk, mi a valószínűsége annak, hogy egy részecske eltalálja a másikat, — nevezzük ezt geometriai hatáskeresztmetszetnek —, azután vizsgáljuk, mi a valószínűsége annak, hogy a két részecske fuzionál. A két részecske egygyólvadását, tehát a reakció első fázisát, a közbülső mag képzését a két mag elektrosztatikus taszító tere akadályozza. Az alagút-effektus segítségével az egyik részecske be tud hatolni a másikba akkor is, ha energiája nem elég a Coulomb-gáton klasszikus módon való átlendítésre. A behatolás valószínűségét az

$$a e^{-\frac{b}{\sqrt{E}}} \quad (3)$$

úgynevezett Gamow-féle penetrációs faktor írja le. Mekkoraának válasszuk a mag „geometriai” keresztmetszetét? Nyilvánvalóan a gázkinetikai $(10^{-8})^2 \text{ cm}^2$ nagyságrend túlságosan nagy, mert a molekula határait a keringő elektronok pályája szabja meg. A $(10^{-12})^2 \text{ cm}^2$ nagyságú magfelületre gondolhatnánk. A magreakciók elmélete szerint azonban a most vizsgált reakció szempontjából a

$$\lambda = h/mv \sim 1/\sqrt{E}$$

de Broglie hullámhosszal azonos lineáris mérettel kell számolnunk. Így a geometriai hatáskeresztmetszet:

$$\sim \lambda^2 \sim (1/\sqrt{E})^2 = 1/E. \quad (4)$$

Végül is a teljes hatáskeresztmetszetet (3) és (4) szorzata adja:

$$\sigma(E) \sim \frac{1}{E} e^{-\frac{b}{\sqrt{E}}}. \quad (5)$$

D—D reakció esetén a pontos összefüggés:

$$\sigma_{DD} = \frac{288}{E} e^{-\frac{45.8}{\sqrt{E}}}.$$

Ebbe az összefüggésbe az energiát keV-ben kell behelyettesítenünk, akkor σ barn (10^{-24} cm^2) egységekben adódik. Ezt a görbét is a 2. ábrán láthatjuk.

Most már felírhatjuk az E és $E + dE$ tartományba eső reakcióhoz vezető ütközések számát, ami (2) és (5) szorzata:

$$\underbrace{\frac{1}{(kT)^{3/2}} E e^{-\frac{T}{kT}} dE}_{\text{részecskék száma} \cdot \text{sebesség}} \underbrace{\frac{1}{E} e^{-\frac{b}{\sqrt{E}}}}_{\text{geometriai keresztmetszet}} = \underbrace{\frac{1}{(kT)^{3/2}} e^{-\left(\frac{T}{kT} + \frac{b}{\sqrt{E}}\right)}}_{\text{penetrációs faktor}} dE. \quad (6)$$

A két exponenciális kifejezés szorzatát is felrajzoltuk a 2. ábrán. Ez a görbe meglehetősen éles maximumot ad annál az E értéknél, amelyre nézve az

$$\frac{E}{kT} + \frac{b}{\sqrt{E}}$$

kitevő minimális értékű. E ezen optimális értékére könnyen meghatározhatóan

$$E_{opt} \sim T^{2/3}$$

adódik. Ebből

$$\frac{E_{opt}}{kT} \sim T^{-\frac{1}{3}}; \quad \text{továbbá} \quad \frac{b}{\sqrt{E_{opt}}} \sim T^{-\frac{1}{3}};$$

így végül az E és $E + dE$ intervallumba eső ütközések száma ezen az optimális helyen

$$\sim \frac{1}{T^{3/2}} e^{-aT^{-\frac{1}{3}}} dE, \quad (7)$$

Ha a reakcióhoz vezető ütközések összes számát meg akarjuk határozni, összegeznünk kell minden lehetséges E értékre, vagyis integrálnunk kell a (6) kifejezést E szerint a $0 - \infty$ tartományra. Ezt azonban egy közelítéssel elkerülhetjük: minthogy a görbe igen gyorsan mindkét oldalon nullára esik, megközelítjük a görbe alatti területet egy olyan Gauss-görbe alatti területtel, amelynek ugyanakkora a magassága és a szélessége. A Gauss-görbe legyen tehát

$$\sim \underbrace{\frac{1}{T^{3/2}} e^{-aT^{-\frac{1}{3}}}}_{\text{a görbe értéke az } E=E_{opt} \text{ helyen (7) szerint}} e^{-\underbrace{\left(\frac{E-E_{opt}}{\Delta E}\right)^2}_{\text{Az } E_{opt} \text{ körül szimmetrikus Gauss-görbe}}} \quad (8)$$

alakú. A ΔE szélességre a görbe igazi menetéből a

$$\Delta E \sim \sqrt{T} \sqrt{T} = T^{5/6}$$

arányosság olvasható ki. A (8) kifejezés már integrálható. E szerint:

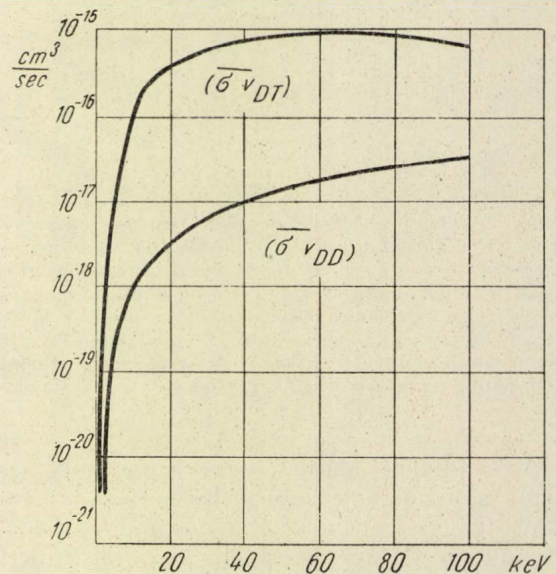
$$\int_{-\infty}^{+\infty} e^{-\left(\frac{E-E_{opt}}{\Delta E}\right)^2} dE = \Delta E \sqrt{\pi} \sim T^{5/6}.$$

Így végül a másodpercenként és térfogategységenként létrejövő ütközések számát a következő formula adja:

$$\frac{1}{T^{3/2}} e^{-aT^{-\frac{1}{3}}} \cdot T^{5/6} = T^{-\frac{2}{3}} e^{-aT^{-\frac{1}{3}}}.$$

Ezzel megkaptuk végső összefüggésünk függvényformáját.

Ha most figyelembe vesszük, hogy a teljes ütközési szám az egyik (pl. D) mag n_1 , illetve a másik (pl. T) mag n_2 sűrűségével is arányos és



3. ábra. A reakció-sebesség a részecske-energia függvényében D—D és D—T reakciókra, [6] nyomán

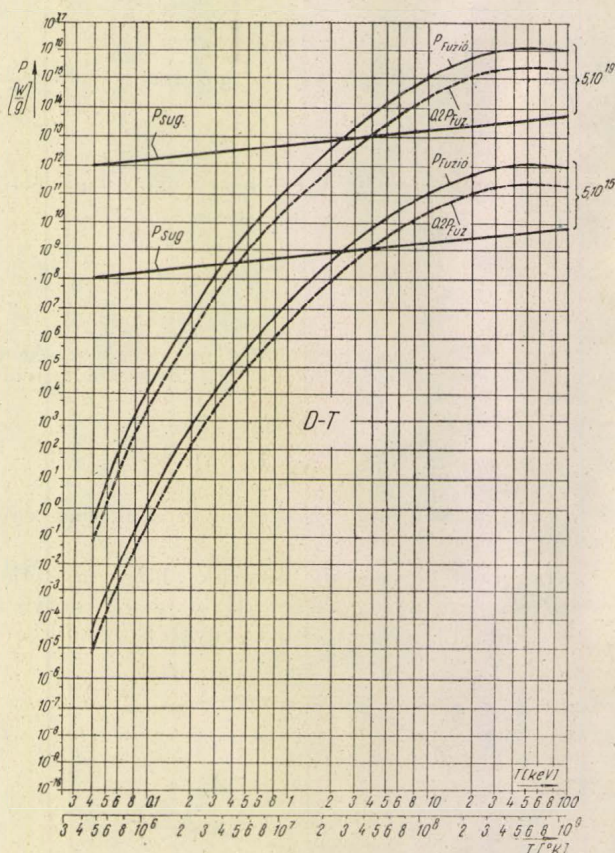
minden egyes reakciónál meghatározott E_r energia szabadul fel, a fajlagos teljesítményre a következő formulához jutunk:

$$P_{fuzió} = n_1 n_2 a T^{-\frac{2}{3}} e^{-aT^{-\frac{1}{3}}} E_r, \quad (9)$$

ahol az $a T^{-2/3} e^{-aT^{-1/3}}$ kifejezés a reakciósebeség, vagyis annak a valószínűsége, hogy egy kiragadott 1 jelű mag reagál egy 2 jelű maggal. Ennek értékét a 3. ábrán láthatjuk D—D és D—T reakció esetén. D—D reakció esetén a (9) formula így adódik:

$$P_{\text{fúziós}} \frac{W}{\text{cm}^3} = \frac{n^2}{2} \left(260 \times 10^{-3} e^{-18,76 T^{-1/3}} \right) E_r^{DD},$$

ahol n a D-magok száma/cm³, T keV-ben mérendő.



4. ábra. A termonukleáris energia-termelés és a sugárzás görbéi, D—T reakcióra, $5 \cdot 10^{19}$ és $5 \cdot 10^{15}$ részecske/cm³ sűrűsége. A vastagon kihúzott energiatermelési görbék ($P_{\text{fúziós}}$) a teljes energiatermelést mutatják, a szaggatott görbék pedig az első neutronok energiájával csökkentett, a hőmérsékleti egyensúly fenntartására valóban hasznosítható teljesítményt. A sugárzási görbe térfogati sugárzásra vonatkozik. A görbéket a 3. diagramm alapján számoltuk.

Az eddigiek alapján most már megrajzolhatjuk a fúziós energiatermelés görbéit a hőmérséklet függvényében. A 3. diagramm segítségével két különböző sűrűség esetére kiszámítottuk fajlagos teljesítményt. Ezt ábrázoltuk a 4. rajzon. Az egyik normál állapotú D₂—T₂ gázkeverékre vonatkozik, a másik pedig négy nagyságrenddel kisebb sűrűsége.

A görbéket mindenütt egységnyi tömegre vonatkoztattuk. D—D reakciónál:

$$P_{\text{fúziós}} \frac{W}{g} = \frac{P \text{ Watt/cm}^3}{\rho \text{ g/cm}^3}.$$

A fajlagos teljesítmény nyilván a sűrűséggel lineárisan változik. Így tetszősszerű sűrűség esetén megkapjuk a teljesítmény-görbét a most felrajzolt görbe egyszerű párhuzamos eltolásával.

Vizsgáljuk az (1) kiindulási egyenletünkben szereplő

$$n(E) dE v \sigma(E)$$

kifejezést. Ennek integrálja az egész energiatartományra a $v \sigma$ szorzat átlagértékét adja:

$$\overline{(v \sigma)} = \int_0^\infty n(E) v \sigma(E) dE.$$

A 3. ábrán ezt — az eddigiekben reakciósebségnek nevezett — középértéket látjuk. Segítségével a teljesítmény értéke:

$$P_{\text{fúziós}} \frac{W}{\text{cm}^3} = n_1 n_2 \overline{(v \sigma)} E_r,$$

ahol n_1 az egyik, n_2 pedig a másik típusú részecske sűrűsége. Azonos részecskék esetén

$$P_{\text{fúziós}} \frac{W}{\text{cm}^3} = \frac{n^2}{2} \overline{(v \sigma)} E_r.$$

A 4. ábra görbéit ezek segítségével számoltuk ki.

Most nézzük az energia-mérleg másik oldalát, az elsugárzott teljesítményt. Első pillanatban arra gondolhatnánk, hogy a T hőmérsékletű plazma a Stefan—Boltzmann törvény szerint a felületével és T^4 hatványával arányos módon sugároz. Az 5. ábrán az így kiszámított görbéket látjuk. Adott sűrűségnél a fajlagos, tehát a tömegegységre vonatkoztatott elsugárzott teljesítmény csökkenő mérettel egyre nő, mert a felület és térfogat viszony nagy méretek felé javul. A sugárzás és az energiatermelés csak csillagászati méretekben tud egyensúlyba jutni. Ezekből a görbékből vonta le Thirring [25] azt a következtetést, hogy a fúziós reakció földi méretekben nem látszik lehetségesnek. Ezt a pesszimista felfogást igen sokan magukévá tették. A következőkben látni fogjuk, hogy a Stefan—Boltzmann törvény itt nem alkalmazható. Ebből természetesen nem következik az, hogy a fúziós reaktor most már megvalósítható, hanem csak az, hogy a megvalósítást a most elmondottak nem akadályozzák.

Ha azonban meggondoljuk azt, hogy a tíz-millió fokok plazma sugárzásának a maximuma a lágy (néhány keV energiájú) röntgensugárzás tartományába esik, rögtön beláthatjuk, hogy földi méretű plazma ilyen hőmérsékletnél — és természetesen nem túl nagy sűrűségnél — igen nagy mértékben átlátszó. A fekete sugárzás törvényszerűségei tehát messzemenően nem alkalmazhatók erre az esetre. A plazma belsejében keletkezett sugárzás gyakorlatilag abszorpció nélkül hagyja el a plazmát. Így a sugárzási veszteség is térfogati jelenség, teljesen úgy, mint az energiatermelés. A fajlagos sugárzás tehát nem függ a geometriai méretektől.

Vizsgáljuk most a térfogati sugárzás kvantitatív viszonyait.

Minthogy azonos kinetikus energia esetén az elektronok $\sqrt{M/m}$ arányban gyorsabban mozognak — itt M a mag, m az elektron tömege —, csak az elektronok által elsugárzott teljesítményt kell figyelembe vennünk. Az elektronok akkor sugároznak, ha a mag terében gyorsuló mozgást végeznek. Az elsugárzott energia a gyorsulás négyzetével arányos. A magtól r távolságban elhaladó elektron gyorsulása:

$$\frac{1}{m} \frac{e^2}{r^2},$$

így tehát egy elektron által az időegység alatt elsugárzott energia:

$$\sim \frac{1}{r^4}.$$

Ha a térfogategységben n elektron van, akkor azok a legkülönbözőbb r értékkel rendelkeznek egyforma valószínűséggel. Így egyetlen mag terében az n elektron által elsugárzott teljesítmény

$$\sim n \int_0^\infty \frac{1}{r^4} r^2 dr = n \int_0^\infty \frac{dr}{r^2}.$$

Az integrál a felső határon nullát ad, $r = 0$ -nál azonban divergál. Ebből az következik, hogy csak az egész közel haladó elektronok eltérítése járul komoly értékkel az integrál értékéhez, másrészt az is következik, hogy az integrálás alsó határát nem választhatjuk nullának. Ha az elektron v_e sebességgel mozog, helyzetének bizonytalansága $r_0 \approx \hbar/mv_e$. Nincs értelme annak, hogy ennél kisebb távolságot adjunk meg. Válasszuk ezt alsó határnak, akkor az integrál értéke:

$$\sim \frac{1}{r_0} \sim mv_e.$$

Ha most még az elektron sebessége helyett behozzuk a $v_e = \sqrt{kT/m}$ összefüggéssel a hőmérsékletet, azt találjuk, hogy az egy elektron által elsugárzott teljesítmény \sqrt{T} -vel arányos. A térfogategységenként elsugárzott teljesítmény természetesen mind a magok, mind az elektronok számával, így végeredményben a sűrűség négyzetével arányos:

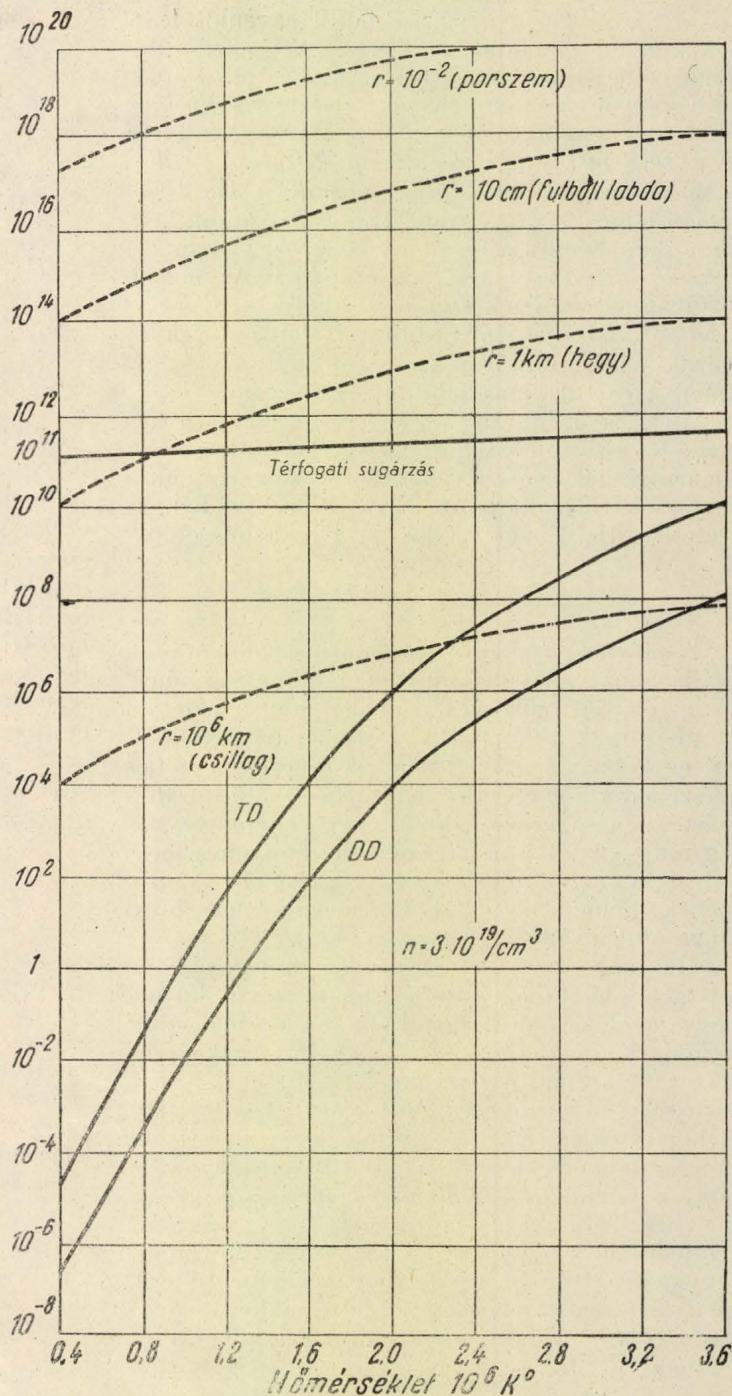
$$P_{\text{sug}} \text{ W/cm}^3 \sim n^2 \sqrt{T}.$$

Ha most az arányossági tényező értékét behelyettesítjük, a következő végső formulához jutunk:

$$P_{\text{sug}} \text{ W/cm}^3 = 0,54 \cdot 10^{-30} Z^2 n^2 T_e^{1/2};$$

$$P_{\text{sug}} \text{ W/g} = 0,54 \cdot 10^{-30} \frac{Z^2 n}{M} T_e^{1/2}.$$

A formula itt leírt egyszerűsített levezetése Teller-től való [5]. Pontos kiszámítása [26]-ban található. A hőmérséklet e indexe arra utal, hogy más a magok és más az elektronok hőmérséklete.



5. ábra. Thirring [25] sugárzási görbéi, $3 \cdot 10^{19}$ részecske/cm³ sűrűségre ábrázolva (szaggatott vonalak), az energiatermelés görbéi a (9) formula, illetve [24] alapján (folytonos vonallal). A térfogati sugárzás feliratu görbe a sugárzás általunk számított [8] értékét mutatja

Ebből az összefüggésből több igen fontos következtetés vonható le:

a) Az elsugárzott teljesítmény a hőmérséklet gyökével és nem negyedik hatványával nő, mint ahogy a Stefan—Boltzmann törvény előírja.

b) A sugárzás is térfogati és nem felületi jelenség. A sűrűségtől teljesen azonos módon függ, mint az energiatermelés görbéje. Ha tehát valamilyen hőmérsékletnél, megadott sűrűségnél a termelt és elsugárzott teljesítmény egyenlő, akkor bármilyen más sűrűségnél is egyenlők lesznek ugyanezen hőmérsékletnél. Az egyensúlyi hőmérséklet tehát független a sűrűségtől, de független természetesen a geometriai méretektől is, mert az energiatermelés is, a sugárzási veszteség is a térfogattal arányos. *Nem kell tehát csillagászati méreteket választani, bármilyen kis térfogatban beáll ez az egyensúly.* Hangsúlyoznunk kell, hogy mindez csak a termelt energia és a sugárzási veszteség egyensúlyára vonatkozik. Az egyéb diffúziós veszteségek szempontjából a térfogat és a felület viszonya ismét számít. Tehát csak akkor igazak eddigi állításaink, ha sikerült az eszményien záró rugalmas falat megvalósítani.

A 4. és 5. ábrán az energiatermelés görbéi mellé berajzoltuk a tömegegységre vonatkoztatott sugárzási görbét is. A két görbe metszéspontja a stacionárius állapotot jelző egyensúlyi hőmérsékletet adja. Ennek értéke D—T reakció esetére:

$$T_{DT}^{\min} \approx 20 \times 10^6 K^\circ.$$

A fúziós reakció stacionárius állapotának beállításához tehát valamilyen minimális hőmérséklet elérése szükséges. Ennél a hőmérsékletnél azonban csak akkor áll be a stacionárius állapot, ha egyrészt a reakciótermékek energiája teljes egészében a hőmérséklet fenntartására fordítódik, másrészt a sugárzáson kívül egyéb energiavesztés nincs. A valóságban egyik feltétel sincs megvalósítva, így a fúziós reaktor stacionárius üzemének hőmérséklete az itt megadottnál jóval magasabb kell hogy legyen.

Ha megnézzük, az egyensúlyi hőmérsékleten felszabaduló fajlagos teljesítményt, azt látjuk, hogy meglehetősen nagy érték, ha normál sűrűségű gázt veszünk alapul. Így 1 g D—T gázkeverék térfogata normál nyomáson $\approx 5 \cdot 10^3 \text{ cm}^3$. Ennek fúziós teljesítménye $\approx 10^{11} \text{ cal} \approx 4 \cdot 10^5 \text{ MW}$. A hőmérséklet $T \approx 2 \cdot 10^7 K^\circ$, a nyomás pedig ezen a hőmérsékleten $p \approx 4 \cdot 10^4 \text{ at}$. Ezek az adatok technikai szempontból elriasztók. Csökkentünk azonban a sűrűséget négy nagyságrenddel, ami azt jelenti, hogy az 1 g gázkeveréket tegyük $5 \cdot 10^7 \text{ cm}^3$ térfogatba. Ekkor a teljesítmény is négy nagyságrenddel csökken, sőt a nyomás is. A technikai adatok tehát a következők lesznek:

$$P_{\text{fúziós}} = 40 \text{ MW}, p = 4 \text{ at}.$$

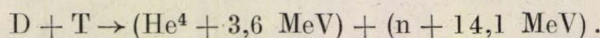
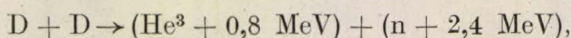
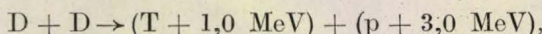
A nagyobb térfogathoz nagyobb felület tartozik. Ennek a hőelvezetés technikai megoldása szempontjából van jelentősége.

A túlságosan nagy fajlagos teljesítmény nemcsak a hatásos hőelvezetés szempontjából jelent nehézséget, de teljesen meg is hiusíthatja a stacionárius üzemet: túlságosan hamar „kiégeti” a fűtőanyagot. Folytonos üzemet tehát csak hosszabb kiegészi idő esetén remélhetünk.

Az alábbi adatok felvilágosítást adnak a viszonyokról:

n/cm^3	$5 \cdot 10^{19}$	$5 \cdot 10^{15}$	$5 \cdot 10^{13}$
$p \text{ Hgmm}$ ($T = 273 K^\circ$)	710	0,07	0,0007
$p \text{ at}$ ($T = 10^6 K^\circ$)	35 000	3,5	0,035
$\rho \text{ g/cm}^3$	$2 \cdot 10^{-4}$	$2 \cdot 10^{-8}$	$2 \cdot 10^{-10}$
$V \text{ cm}^3/\text{g}$	$5 \cdot 10^3$	$5 \cdot 10^7$	$5 \cdot 10^9$
$P_{DT} \text{ MW/g}$	$6 \cdot 10^6$	600	6
$t \text{ sec}$ (1 g D—T keverék elhasználásának ideje)	0,1	10^3	10^5

Most röviden még két eddig csak érintett problémát nézzünk meg közelebbről: mennyivel csökken a hőmérséklet fenntartására fordítható energia, ha figyelembe vesszük, hogy a neutronok kiviszik energiájukat a fúziós térből, továbbá azt, hogy az elektronok és a magok hőmérséklete közötti különbség az energiaegyensúlyt hogy befolyásolja. Minthogy az energia a reakciótermékek tömegével fordított arányban oszlik el az egyes magokra, a reakciómérleg így írható:



Az első két reakció körülbelül egyforma gyakoriságú, így azt látjuk, hogy D—D reakció esetén az összes reakcióenergia 66%-a a töltéssel bíró részek kinetikus energiája formájában jelentkezik. A D—T reakciónál az energia 80%-át a neutron viszi el és csak 20%-a marad a He^4 számára. A 4. ábrába szaggatva berajzoltuk az elvesző energiával lecsökkentett energiatermelési görbéket is. Látjuk, hogy ezzel az egyensúlyi hőmérséklet jelentős mértékben megemelkedett:

$$T_{DT}^{\min} \approx 40 \times 10^6 K^\circ.$$

Technikai szempontból ez főleg azért baj, mert a nyomás hasonló mérvű megnövekedését is maga után vonja.

Vizsgáljuk most meg a T_m maghőmérséklet és a T_e elektronhőmérséklet közötti különbséget. Ezt abból a feltételtől határozzuk meg, hogy a magasabb T_m hőmérsékleten levő magok által az alacsonyabb T_e hőmérsékletű elektronoknak ütközés révén átadott teljesítmény éppen az elsugárzott teljesítményt kell hogy adja. Teller nyomán [5] először az elektronok által a nyugvó

magoknak, majd a mozgó magoknak átadott energiát határozzuk meg. Ebből a magok által az elektronoknak átadott energia is kiadódik.

A nyugvó magok között haladó elektron energia-vesztését a hatótávolság-meghatározás analógiájára végezzük. A magtól r távolságra haladó elektronra ható legnagyobb erő Ze^2/r , az ütközés ideje $\sim r/v_e$. Az átadott impulzust a kettő szorzata adja. Ennek négyzete a mag tömegével osztva az átadott energiát adja:

$$\frac{Z^2 e^4}{M r v_e^2}$$

Ennek r szerinti integrálja a divergenciák elkerülése miatt valamilyen r_{\min} és r_{\max} érték között a

$$\frac{Z^2 e^4}{M v_e^2} \ln \frac{r_{\max}}{r_{\min}}$$

kifejezés. r_{\max} és r_{\min} értékét az ismert módon rögzíteni lehet. Pontos értékük nem lényeges, mert csak logaritmusuk szerepel. Ha ezt a kifejezést a másodpercenként beesett részecskék számával, nv_e -vel megszorozzuk, továbbá figyelembe vesszük, hogy 1 cm^3 -ben N mag van, megkapjuk az egységnyi időben és térfogatban a nyugvó magoknak átadott energiát:

$$\frac{n N Z^2 e^4}{M v_e} \ln \frac{r_{\max}}{r_{\min}} \quad (10)$$

Mozogjanak most a magok $v \ll v_e$ sebességgel. Akko az átadott energia csökken. Fejtsük sorba az energiát v/v_e szerint és álljunk meg a másodrendű tagnál:

$$\frac{n N Z^2 e^4}{M v_e} \ln \frac{r_{\max}}{r_{\min}} \left[1 - \text{const} \left(\frac{v}{v_e} \right)^2 \right]$$

A lineráris tag nyilván nem szerepelhet a sorba-fejtséknél, mert nincs semmiféle irány kitüntetve. A konstans értékét abból a feltételből határozhatjuk meg, hogy ha $Mv^2 = mv_e^2$, tehát ha a hőmérséklet azonos, nem kaphatunk energia-átadást. Ebből $\text{const} = M/m$ adódik. Ezt úgy értelmezzük, hogy az elektronok ugyanannyi energiát adnak át a magoknak ilyenkor, mint amennyit kapnak tőlük. A második tag tehát a magok által az elektronoknak átadott energiát képviseli. Amagok által az elektronoknak átadott többletenergia nem messze az egyensúlyi állapottól így közelítőleg

$$\frac{n N Z^2 e^4}{M} \frac{Mv^2 - mv_e^2}{mv_e^2} \ln \frac{r_{\max}}{r_{\min}}$$

Ha most a kinetikus energia helyett a hőmérsékletet hozzuk be, a magok által az elektronoknak átadott teljesítményre a következő összefüggést kapjuk:

$$\frac{\sqrt{m} n N Z^2 e^4}{M} \frac{k T_n - k T_e}{(n T_e)^{3/2}} \ln \frac{r_{\max}}{r_{\min}}$$

Ennek a kifejezésnek kell megegyeznie a T -vel arányos elsugárzott teljesítménnyel. Az így kiadódó

$$T_n - T_e \sim T_e^{3/2} T_e^{1/2} = T_e^2$$

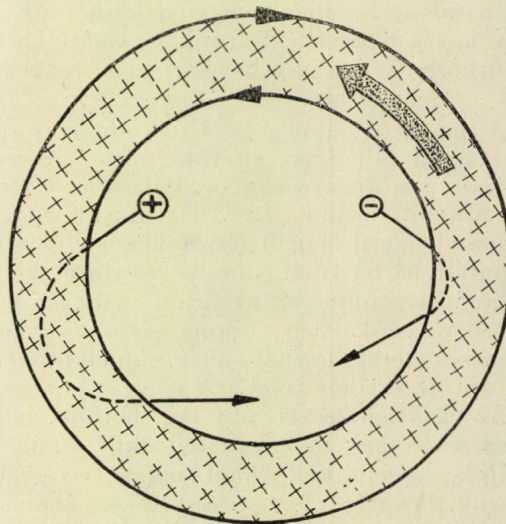
arányosságból azt látjuk, hogy növekvő hőmérsékletek felé a különbség rohamosan nő. Az arányossági faktorok számértékét is figyelembe véve a fenti összefüggés D gáz esetén a következő alakú:

$$T_n - T_e = 4,4 \cdot 10^{-3} T_e^2,$$

ahol a hőmérsékletet keV-ben kell mérnünk. Azt látjuk, hogy 1 keV nagyságrendű hőmérsékletnél a különbség elhanyagolható, 100 keV maghőmérsékletnél azonban már csak 75 keV elektronhőmérséklet adódik. Azt látjuk tehát, hogy extrém magas hőmérsékletek esetén még a \sqrt{T} formánál is gyengébben nő az elsugárzott teljesítmény, ha irányadónak az energiatermelésre jellemző maghőmérsékletet vesszük.

A plazma határolása

Említettük, hogy teljesen rugalmas és áthatolhatatlan falra van szükség a termonukleáris reakciók létrehozásához. A csillagokban a gravitációs erőter tartja vissza a kiszökni akaró nagysebességű részecskéket. A termonukleáris reaktorban erről valami más módon kell gondoskodni. A plazma bezárása nehéz, mert a reakcióhoz szükséges több millió vagy tízmillió fokok hőmérsékletet semmilyen szilárd anyag nem bírja ki. Ezért a forró plazmát a falaktól távol kell tartani.



6. ábra. Két koncentrikus tekercs közti, közelítőleg homogen mágneses tér, mint elektromágneses fal. A töltött részecskék pályája a mágneses térben elkanyarodik. Ha nem túl nagy a sebességük, nem tudnak kimenni.

Ezt több módon kísérrelhetjük meg. Az egyik lehetőség az volna, hogy megfelelő elrendezéssel olyan nyomás és hőmérséklet-eloszlást hozunk létre a gázban, hogy egy középső forró „magot” egyre hidegebb rétegek vegyenek körül. A probléma az, hogy ilyen eloszlást stacionáriusan létre lehet-e hozni, és ha igen, mennyire stabil. A számítások azt mutatják, hogy ez az elképzelés talán megvalósítható, bár a méretekre igen nagy értékek jönnek ki [38].

A plazma együttartásának másik lehetőségére Ronald Richter mutatott rá már régebben. Azt javasolja, hogy a csillagok gravitációs terét elektromágneses térrel pótoljuk. Ezt az teszi lehetővé, hogy bár egészében semleges a plazma, részecskéinek töltése van. Az ilyen „elektromágneses falon” természetesen a reakciók folyamán keletkező neutronok akadály nélkül áthaladnak.

Az elektromágneses fal megalkotása nem könnyű feladat. Egy egészen egyszerű példán szeretnénk megmutatni a nehézségek természetét. A 6. rajzon láthatjuk, hogyan téríti vissza a homogen mágneses tér a töltött részecskéket. A pozitív töltésű részecskék (atommagok) nagyobb tömegük miatt mélyebben behatolnak a „falba”,

mint a kis tömegű elektronok. Az egyforma részecskék közül az megy mélyebbre, amelyiknek nagyobb a sebessége.

Ha egy térrészt teljesen bezárunk homogén mágneses térből alkotott fallal, a belsejéből egy meghatározott energián aluli részecskék nem tudnak kiszökni.

Ez addig igaz így, amíg a bezárt részecskék száma igen kicsi. Ha sok részecske van bent, a fal két okból nem zár jól.

Az első az, hogy a részecskék, amíg a falban mozognak, összeütközhetnek egymással. Az ütközés letéríti őket eredeti pályájukról, és így átjutnak a falon. Ez ellen nem védekezhünk azzal, hogy kevés részecskét zárunk be, mert ha kevés az ütközések száma, kevés fúziós reakció jön létre.

A másik ok, ami a fal hatékonyságát rontja, az, hogy a falban az eltérülő töltött részecskék egy irányú, a rajzon vastag nyíllal ábrázolt elektromos áramot hoznak létre. Ugyanis a mágneses tér az ellenkező előjelű részecskéket éppen ellenkező irányba téríti el. Amíg kevés részecske ütközik a falba, addig ez az áram nem zavar. Sok ütköző részecske nagy árama viszont olyan erős mágneses teret hozhat létre, amelyik teljesen lerontja az eredeti teret.

Az első nehézségen úgy segíthetünk, hogy az egyes részecskék mozgását nem külön-külön tárgyaljuk, hanem kölcsönhatásukat is figyelembe vesszük. Vagyis nem a részecskék, hanem az egész plazma mozgását kell vizsgálni. A második nehézség miatt nem hanyagolhatjuk el a plazma mozgásának visszahatását az elektromágneses térre.

Ezek szerint az elektromágneses fal problémáját csak az elektromágneses tér és a plazma kölcsönhatását figyelembe vevő *magnetohidrodinamika* segítségével lehet megoldani.

A magnetohidrodinamika olyan kontinuumok mozgásával foglalkozik, amelyekre elektromágneses erők is hatnak. Egyenleteit úgy kapjuk, hogy a hidrodinamika mozgásegyenleteibe a többi erő mellé az elektromos és mágneses erőket is beírjuk [27, 28].

A plazma saját terének és a külső térnek a viszonylagos erőssége szabja meg, hogy hogyan kell számolnunk. Ha a plazma saját tere igen gyenge a külső térhez képest, akkor úgy számolhatunk, mintha csak egyes részecskék mozognának az elektromágneses térben. Ez a helyzet, mint láttuk, ha a plazma igen ritka. De sűrűbb plazma esetén is, ha a külső tér erősségét kellően megnöveljük. Ehhez azonban igen erős mágneses térre volna szükség.

Mit mond a magnetohidrodinamika a plazma mozgásáról?

Ha elég erős a kölcsönhatás a tér és a plazma között, akkor a mágneses erővonalak mintegy „befagynak” a plazmába. Ez azt jelenti, hogy a részecskék zavartalanul mozoghatnak az erővonalak irányába, de ha az erővonalakra merőlegesen elmozdul a plazma, az erővonalak mennek vele együtt.

Megfordítva, ha az erővonalak mozognak, a részecskék nem tudnak „leszakadni” róluk, hanem csavarvonalon körülöttük repülve követik őket. Ez természetesen csak durva közelítés, de jó áttekintést nyerhetünk a viszonyokról ilyen módon.

Próbáljuk elképzelni ennek a képnek az alapján, hogy mi történik, ha a mágneses falba zárt plazma ki akar szökni a falon. Ha a plazma az erővonalakra merőlegesen elmozdul, az erővonalak mennek vele együtt. Az erővonalakból álló fal tágulni kezd. De az erővonalak úgy viselkednek, mint a gumizsinór, ha megnyújtjuk. Egyre jobban „megfeszülnek”. Ha ez a „mágneses nyomás” eléri a plazma nyomásának a nagyságát, a tágulás megszűnik, a plazma nem jut tovább, nem tud kiszökni.

Minden rendben lenne, ha szigorúan igaz lenne, hogy a részecskék nem tudnak elszakadni az erővonalaktól. De az csak addig igaz, ameddig egy ütközés le nem téríti őket eredeti pályájukról. Ha az ütközéseket is figyelembe vesszük, mégis csak átdiffundál a részecskék egy kis része a falon. Ennek a diffúzióknak a sebességére a magnetohidrodinamika a következő értéket adja (deutérium-plazma esetén):

$$v \approx 6,3 \cdot 10^3 \frac{\text{grad } p}{T^{2/3}} \frac{1}{H^2}.$$

Itt p a plazma nyomása, T a hőmérséklete KeV -ban, H pedig a mágneses tér erőssége. Láthatjuk, hogy a mágneses tér erősségének növelésével a diffúzió erősen lecsökkenthető.

Az ilyen falak hátrányos tulajdonsága, hogy instabilak, ha valami zavaró hatás éri őket, könnyen „elszakadnak”. Egy példán látni fogjuk, hogy hogyan kell ezt érteni.

A fizikusok már régóta ismernek egy jelenséget, amelyben elektromágneses erők tartják együtt a plazmát [29]. Ezt a jelenséget angolul *pinch-effektusnak* nevezik, ami magyarul körülbelül annyit jelent, hogy összehúzóerő effektus. Nincs még jó magyar neve.

A pinch-effektus igen egyszerű jelenség, abból áll, hogy a gázkisülés, ha igen nagy áram folyik át rajta, keskeny nyalábbá húzódik össze. Az összehúzóerő oka az, hogy párhuzamos áramok vonzzák egymást, a kisülés pedig sok vékony áram-fonalból állónak képzelhető.

A kisülés addig húzódik össze, amíg a belsejében levő plazma nyomása el nem éri az összehúzó elektromágneses erők nyomását. Összehúzóerőskor a plazma melegszik, emiatt nő a nyomása. Az összehúzóerő megáll, ha a hőmérséklet elérte az

$$I^2 = 2 N k T$$

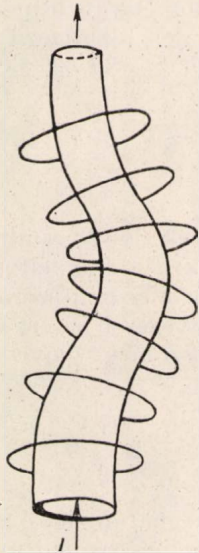
egyenlet által megszabott értéket. I a kisülésben folyó áram erőssége, N a kisülés 1 cm hosszú részében levő részecskék száma, T a hőmérséklet, Kelvin-fokban, k a Boltzmann-állandó.

Nagy hőmérséklet esetén igen nagy áramra van szükség. Ha pl. a plazma 10 millió fokra

melegsik fel, 800 000 Amper kell az összehúzásához. Ez azt mutatja, hogy stacionárius üzemben a pinch-effektus nem használható.

A pinch-effektus példáján szeretnénk még megmutatni, hogy kell érteni az elektromágneses falak már említett instabilitását [30].

A 7. rajzon a keskeny nyalábot alkotó plazmát látjuk, s a plazmában folyó áram mágneses térének erővonalait. A plazma-nyalábot valami deformálta, a közepén kihajlott. Jól látszik a rajzon, hogy a görbület belső oldalán sokkal sűrűbbek a



7. ábra. Pinch-effektus következtében összehúzódott plazma-fonál instabilitása. A rajzon a deformált plazma-fonál, és a fonalat körülvevő mágneses erővonalak látszanak. A görbület belső oldalán sűrűsödnek az erővonalak, nő a mágneses nyomás, ez fokozza a deformációt és a plazma-fonál elszakadásához vezethet. (A Rev. Mod. Phys. 28, 3. számából)

mágneses erővonalak, mint a külsőn. Emiatt a térerősség négyzetével arányos mágneses nyomás is nagyobb. A baloldali nagyobb nyomás még jobban deformálja a plazma-nyalábot, egészen addig, amíg már nem bírja tovább a kihajlást és elszakad.

Stacionárius üzemben, mint mondtuk, a pinch-effektus nem használható elektromágneses falként. Nagyon hasznos azonban, ha rövid, nagy áramerősségű, nagy hőmérsékletű kisülést akarunk létrehozni. Ilyen kisülésekkel esetleg megoldható a fúziós energia mikro-robbanások útján való felszabadítása. Ehhez az kell, hogy kis mennyiségű gázt a fúzióhoz szükséges hőmérsékletre melegítsünk fel. A felmelegítést impulzusszerű, nagyenergiájú kisüléssel végezhetjük.

Ilyen kísérletek több helyen is folynak, Amerikában [31–33], Angliában [34–35], a Szovjetunióban [4]. A kísérletek eredményéről, a hidrogénbombára való tekintettel, nagyon keveset hoztak nyilvánosságra. Annyit tudunk, hogy már félmillió amperes pillanatnyi áramerősséget is érték el nagy kondenzátorok hirtelen kisütésével. A szovjet kísérletek során az óriási áramerősség

hatására összehúzódó és felmelegedő plazmában neutronokat észleltek, ami magreakciók lefolyásának kétségtelen jele.

Ezzel kapcsolatban azonban meg kell jegyeznünk valamit. Ha a fentebb megadott képlet alapján kiszámítjuk, hogy a félmillió amperes áramerősségnél mennyire melegszik fel a plazma, kisebb hőmérsékletet kapunk, mint ami a fúziós reakcióhoz szükséges. Az észlelt neutronintenzitás sokkal nagyobb volt, mint amit a hőmérséklet alapján vártak.

Ennek az a magyarázata, hogy amikor az elektromágneses erők összehúzzák a plazmát egy vékony fonallá, akkor az elektronok és az ionok egyforma sebességgel mozognak. Emiatt a kis tömegű elektronok energiája sokkal kisebb, mint az ionoké, illetve magoké. Vagyis az energia majdnem teljesen a reakciókat létrehozó magok gyorsítására fordítódik.

Említettük, hogy gyorsítókkal azért nem lehet számottevő mennyiségű energiát felszabadítani, mert a bombázó részecskék energiájának jórészt az elektronok veszik fel. Ezekben a kísérletekben viszont úgy gyorsulnak a részecskék, hogy az elektronok alig vettek fel energiát. Érdekesnek látszik ezt a kísérletekben előre nem várt effektust mesterségesen létrehozni. Vagyis egy plazmagyorsítót csinálni, amelyben megfelelően változó elektromágneses tér mozgatja a plazmát.

Két próbálkozást említünk még az elektromágneses fal létrehozására [9].

A fúzió szempontjából jó lenne, ha nem plazmában, hanem elektronok nélkül, csupa atommagból álló gázban folynának le a reakciók. Ennek azonban igen súlyos akadálya az, hogy már viszonylag kevés mag elektrosztatikus tere is igen erős, ezért csak igen-igen kevés magot lehetne elektrosztatikus erőkkel bezárni. Mármost meg lehet próbálni azt, hogy periódikusan változó elektrosztatikus térbe felváltva pozitív magokat és negatív elektronokat teszünk. Azt remélhetjük, hogy a szomszédos ellenkező előjelű töltések vonzó hatása folytán ilyen módon több töltést lehet majd bezárni, mintha csak egyféle töltéssel próbálkozunk. A számítás azonban azt mutatja, hogy ilyen módon nem érünk célhoz. Az elektrosztatikus töltés hatását csak akkor győzhetjük le, ha az ellenkező előjelű töltéseket egészen összekeverjük. Vagyis visszajutunk ahhoz, hogy plazmával kell dolgozni.

A másik próbálkozás alapötletét Ferminek egy cikke adta, amelyben a kozmikus sugarak felgyorsulásáról is ír [39].

Ha inhomogén mágneses térben halad egy töltött részecske, olyan csavarvonalon mozog, amelyik egy „erővonal-csővet” fog körül [27]. Ahogy egyre nagyobb térerősségű helyre ér, egyre laposabbak lesznek a csavarvonal menetei. Ugyanis az inhomogén mágneses térnek a csavarvonal tengelyére merőleges komponense a részecske *tengelyirányú* sebességét egyre csökkenti. Egy, a kezdeti adatok által meghatározott térerősségű helyet elérve a részecske sebességének tengely-

irányú komponense 0 lesz, majd ellenkező irányba fordul, a részecske egyre távol csavarvonalon visszamegy. Ha két mágnespólus közt létesítünk inhomogén teret, a részecske mindkét pólus előtt visszafordul, vagyis ide-oda repked a pólusok között.

Ennek a modellnek is az a hibája, ami az egyszerű, homogén falnak, hogy ütközések révén kiszóródnak a részecskék a pólusok közötti térből. Ezenkívül azok a részecskék is ki tudnak menni, amelyeknek a sebessége csak igen kis szöget zár be az erővonalakkal. Vagyis a fal a pólusoknál „lyukas”.

Amint látjuk, a falak főhibája, hogy az ütközések miatt a részecskék átjutnak rajtuk. Vizsgáljuk meg ezt a folyamatot egy kicsit részletesebben.

Legyen a mágneses tér olyan erős, hogy könnyen vissza tudja hajlítani még a magok pályáját is. A fal tehát teljesen zár. Ha azonban a mágneses tér belsejében két részecske ütközik, akkor távolabb juthat a fal belsejébe. Véges valószínűsége van annak, hogy sok ütközés után a részecske átjusson a fal túlsó oldalára. Az átjutás valószínűsége annál kisebb, minél erősebb a mágneses tér és minél kevesebb az időegységre eső ütközések száma. Így a szabad úthossz növelésével a diffúzió eredményesen csökkenthető.

A szabad úthossz csökkentésének legegyszerűbb módja a sűrűség csökkentése.

A szabad úthossz definiáló egyenlete ugyanis

$$l = \frac{1}{n \sigma},$$

ahol σ annak a folyamatnak a hatáskeresztmetszete, amelyre vonatkozóan a szabad úthosszat vizsgáljuk. A fenti összefüggést úgy értelmezhetjük, hogy ha minden egyes részecskére egy σ nagyságú céltáblát rakunk, akkor az l cm² alapú és l hosszúságú hasábkban a táblácskák összfelülete éppen befedi az l cm² alapot.

A diffúzió szempontjából természetesen a rugalmas ütközés szabad úthossza számít. Közbevetőleg megjegyezzük, hogy a reakció szabad úthossza, tehát az az út, amelynek befutása után egy kiszemelt részecske fúzionál, D—T reakciónál 10¹⁶ részecske/cm³ sűrűség és 10 millió fok hőmérséklet mellett 10⁹ cm = 10 000 km nagyságrendű. Ez a távolság a Föld átmérőjével mérhető össze.

Az energiaközlő, tehát rugalmas ütközés hatáskeresztmetszetét töltött részek között a klasszikus Rutherford-szórás formulája írja le. A kölcsönhatást két típusra lehet bontani: a közeli ütközésre, amely nagyszögű szóráshoz vezet egyetlen aktusban, és a távoli ütközések kis impulzusváltozásaiból statisztikusan összeadódó kölcsönhatásra. A közeli ütközés keresztmetszetét az a legkisebb távolságot lehet a hatáskeresztmetszet sugarának tekinteni, amennyire az E relatív energiájú részecskék egymást meg tudják közelíteni. Egyszeres töltést feltételezve az $E = e^2/r_k$ össze-

függésből a hatáskeresztmetszetre a következő érték adódik:

$$\sigma_k = \pi r_k^2 = \pi e^4/E^n.$$

Ha az eddigieknek megfelelően E -t keV-ban fejezzük ki,

$$\sigma_k = \frac{6 \cdot 10^{-20}}{E^2} \text{ cm}^2.$$

Ha most a távoli ütközéseket nézzük, az egy aktusban átadott, illetve elszívott impulzusváltozást a már előbb tárgyalt módon számíthatjuk ki. A (10) egyenlet alkalmazásával az L úton szenvedett impulzus változások négyzetes közepe a

$$(\Delta p)^2 = \frac{2 \pi e^4}{v^2} n L \ln \frac{r_{\max}}{r_{\min}}$$

kifejezést kapjuk.

Ha ez az érték összehasonlítható az eredeti $p^2 = (Mv)^2$ értékkel, akkor feltételezhetjük, hogy részecskénk a sok kisszögű szórás eredményeképpen már igen lényegesen eltért eredeti irányától, tehát nagyszögű szórást szenvedett. A

$$\frac{(\Delta p)^2}{p^2} = 1 = \frac{\pi e^4}{2 \left(\frac{1}{2} Mv\right)^2} n L \ln \frac{r_{\max}}{r_{\min}}$$

összefüggésből meghatározható a távoli ütközéshez tartozó L közepes szabad úthossz, illetőleg az $1/n L = \sigma_l$ hatáskeresztmetszet. Értéke:

$$\sigma_l = \frac{\pi e^4}{2 E^2} \ln \frac{r_{\max}}{r_{\min}} \approx \frac{6 \cdot 10^{-19}}{E^2} \text{ cm}^2.$$

Összehasonlítva σ_l számértékét a σ_k -ra kapott értékkel azt látjuk, hogy σ_l egy nagyságrenddel nagyobb, így első közelítésben elegendő csak ennek értékét figyelembe venni.

Az ütközési hatáskeresztmetszet az energia négyzetével csökken. A fúziós reaktorokban szereplő hőmérsékletnél a gázkinetikai (10⁻¹⁶ cm²) és a magfizikai (10⁻²⁴ cm²) hatáskeresztmetszet közé esik. 1 keV hőmérsékletnél, ami ≈ 10 millió foknak felel meg, a hatáskeresztmetszet $\sigma \approx 10^{-19}$ cm². Ha a sűrűség $n = 10^{16}$ /cm³, a szabad úthossz értéke 160 cm-nek adódik. Ennél jóval nagyobb lineáris dimenziójú térrész jelenségei már a közönséges gázkinetikai módszerekkel tárgyalhatók. A 160 cm átmérőhöz azonban ennél a sűrűségnél már óriási teljesítmény tartozik. A tízszeres szabadúthossznak megfelelő átmérőjű gömb teljesítménye pedig technikailag felhasználhatatlanul nagy értéket ad.

Ebből látjuk, hogy egy technikai teljesítményt szolgáltató fúziós reaktorban a fúziós tér lineáris mérete egy-két nagyságrenddel kisebb, vagy legjobban esetben akkora, mint az ütközési szabad úthossz, a reakció szabad úthosszával pedig sok nagyságrenddel kisebb. A mag tehát gyakrabban fog a falnak ütközni, mint egy másik magnak.

A szabad úthossz nagy értékével jár együtt a hővezetés igen nagy értéke is. Így elvileg elképzelhető, amit már említettünk, hogy a D—T gáz néhányszor 10^7 K° nagyságrendű izzó magját fokozatosan csökkenő hőmérsékletű gázzal körülvéve, amely a részecskék diffúzióját megakadályozza. Utalások találhatók arra, hogy ilyen „izobár csillagnak” nevezhető képződmény földi méretekben elvben megvalósítható [22]. A számítások [38] azt mutatják, hogy a méretei igen nagyok.

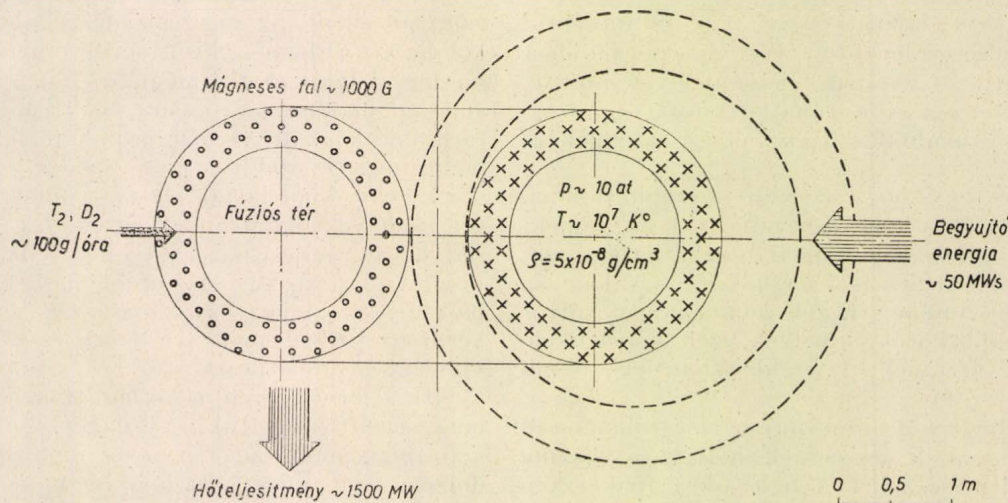
Erdemes megemlíteni az ilyen „csillagok” méretének egy csökkentési lehetőségét: olyan

Vegyünk 1 g D—T keveréket. Zárjuk be ezen gázmennyiséget egy 20 m^3 nagyságrendű térfogatba, akkor sűrűsége $5 \cdot 10^{-8}\text{ g/cm}^3 = 1,2 \cdot 10^{16}/\text{cm}^3$, nyomása pedig $\approx 0,2\text{ Hgmm}$ lesz szobahőmérsékleten.

Az egyensúlyi hőmérsékleten a fúzióval előálló teljesítmény, amely ekkor a sugárzási teljesítménnyel egyenlő,

$$P = 4 \cdot 10^8 \text{ cal/sec} \approx 1500 \text{ MW}.$$

Ez a mindennapi gyakorlat szempontjából, összehasonlítva egy hazai erőmű 100 MW teljesít-



8. ábra. Fúziós reaktor vázlatos rajza. Ez a modell arra való, hogy lássuk, mi minden kell a reaktor működéséhez, és hogyan függenek össze a reaktortal kapcsolatos mennyiségek

nagy anyagsűrűséget kell létrehozni, hogy az elektrongáz teljesen elfajult állapotban legyen [37]. (Ilyen állapot a természetben a fehér törpecsillagokban található). A sugárzási teljesítmény kisebb lesz, mert ilyenkor a legtöbb energianívó be van töltve és így a sugárzáshoz vezető átmenetek száma a Pauli-elv miatt erősen lecsökken. Az energia-termelés és sugárzás közti egyensúly tehát kedvező irányba tolódik el. A szükséges sűrűséghez azonban olyan nagy nyomás és teljesítmény tartozik, ami megakadályozza ezen effektus gyakorlati felhasználását.

Egy reaktor-modell

Kísérjük meg egy, ha csak elvben is, de működő fúziós reaktormodell felvázolását. A begyűjtő, szabályozó, és a stabilitást biztosító berendezéseket csak jelezzük (8. rajz).

Egy ilyen modell két célt szolgál: először lehetőséget ad arra, hogy koherens formában lássuk és formulázzuk a megoldandó problémákat, másodsor, hogy lássuk azon fizikai mennyiségek nagyságrendjét, amelyek a fúziós energiatermelésnél szerepet játszanak. Ez a vázlat nem egy igazi reaktor prototípusa. Sőt, tisztában vagyunk azzal a veszéllyel is, hogy esetleg helytelen, zsákutcába vezető kutatási irányt jelöl ki.

ményével, rendkívül nagy érték, de nem lehetetlenül nagy. Nagyságrendben a teljes országos fogyasztással mérhető össze. Ennek elvezetése a határoló felületről nehéz, de nem megoldhatatlan probléma. Egyébként ha a térfogatot tízszeresére vesszük, azonos, 1 g összmennyiség mellett, a sűrűség és így a fajlagos teljesítmény is tizedére, egy normál erőmű 150 MW teljesítményére csökken. Ezzel azonban nőnek más, később említendő nehézségek. Az 1 g gázmennyiség ezt a teljesítményt néhány 100 sec időtartamig tudja szolgáltatni. Így az elhasznált anyag pótlása nem ütközik technikai nehézségbe.

A bezárt gáz hőmérséklete mindenesetre magasabb, mint 20 millió fok. Elvileg bezárhatjuk egy tórusz-gyűrű segítségével. Ha a mágneses térerősséget 1000 G értékűnek választjuk, akkor 50—100 cm vastagságú fal már áthatolhatatlan lesz minden részecske számára. A részecskék diffúziója, és ennek megfelelően a belső hőmérséklet éppen a falvastagság segítségével változtatható. Egy megadott vastagságnál a nagyenergiájú részecskék eldiffundálása növekvő hőmérséklettel igen erősen nőni fog. Ez a jelenség elvileg biztosíthatja a stabilis működés feltételeit.

Az azonos energiával bíró elektronok és deuteronok különböző mélységig hatolhatnak be a mágneses falba. Így, ellentétben a belső tér neutrális plazmájával, negatív tértöltést találunk a fal

szélén és pozitív tértöltést a belsejében. A megfelelő helyre felfogó elektródákat téve, *közvetlenül hasznos villamos energiát kaphatunk* a fúziós energia rovására. A sugárzás útján eltávozó energiát hővé alakíthatjuk és felhasználhatjuk a szokásos módon villamos energia előállítására, vagy félvezetők segítségével ezt is közvetlenül alakíthatjuk villamos energiává.

Az egyensúlyi hőmérsékletnél a gáznyomás kb. 10 at. Ez négyszer 10 tonna erőt jelent a szolenoid egy menetére, ha méterenként 10 menettel számolunk. A 6. ábrán láthatjuk, hogy hogyan alakul ki a mágneses fal által visszalökött elektronok és ionok közvetítésével egy áramgyűrű, amely a belső szolenoid-gyűrűt vonzza, a külsőt pedig taszítja. A nyomás tehát, amelyet mint az idő és felület-egységre vonatkoztatott impulzus-változást definiálunk, ilyen módon szemléletes értelmezést nyer.

Meglepő tény, hogy az eddig szereplő minden egyes mennyiség nagyságrendje akkora, amekkora a mindennapi mérnöki gyakorlatban szokásos. Ebből a fúziós reaktor közeli megvalósítása látszik valószínűnek. Ezzel szemben igen súlyos érvek is felhozhatók, amelyek ezen konstrukció feladásához vezetnek. Az alábbiakban felsorolunk néhányat.

Vajon, hogy fog viselkedni az elektromágneses fal, ha az egyedi részecskék helyett a plazma kölcsönhatást nézzük? A fent adott fizikai kép csak mintegy aszimptotikus megközelítésnek tekinthető. Az előbb említett áramgyűrű ugyanis millió amper nagyságrendű áramot visz. A mágneses térre való visszahatás ilyen módon nem hanyagolható el. A pontos tárgyaláshoz a magnetohidrodinamika egyenleteit kell megoldani.

Eddig nem volt szó a reakciótermékek visszatartásáról. A neutron energiáját általában a hőmérséklet-fenntartás szempontjából elveszettnek tekinthetjük, mert azok elszöknek a reakciós térből. Így az egyensúlyi hőmérséklet magasabb lesz az eddig figyelembe vettnél és ezáltal a nyomás is nő. A töltéssel bíró részek hatásos visszatartásához legalább egy nagyságrenddel erősebb fal kell.

Az energia-közlő rugalmas ütközésekhez tartozó szabad úthossz, méginkább a magreakciókhoz vezető ütközések szabad úthossza túlságosan hosszú. Az atommagok ezért, mint már fentebb láttuk, sokkal gyakrabban ütköznek a mágneses falnak, mint egymásnak. Ilyen módon igen nagy valószínűsége van a tekercs meneteivel való ütközésnek. A menetek felülete tehát a lehető legkisebb kell hogy legyen. Másrészt tízezer amper nagyságrendű áramokat kell vinniük a mágneses tér létrehozására és ugyanakkor tíz tonnányi erőt kibírniuk. Ezenkívül még hűteni is kell, ámbar a felületegységre eső teljesítmény nem túl nagy, ezenkívül a tértorzulás a tekercs közvetlen közelében valószínűleg szintén csökkenti a menetekbe ütköző részecskék számát. Ez a tény nem engedi a sűrűség és így a fajlagos teljesítmény kedvező értékre való csökkentését, mert akkor a szabad úthossz még jobban megnő. Az itt meg-

adott konstrukció lehetősége ellen ez a legsúlyosabb érv. Mindezek a megfontolások arra utalnak, hogy a menetek nélküli mágneses falnak lesz különlegesen nagy szerepük, mint amilyen a pinch-effektus révén is létrejön.

A szabályozás lehetőségét természetesen csak akkor lehet megoldani véglegesen, ha kvantitatíve ismerjük azt a korrekciót, amelyet az elsugárzott teljesítmény értékében a diffúzió okoz.

Hogy megindíthassuk a fúziós folyamatot, azaz a reaktort begyűjthassuk, minden részecskével néhány keV energiát kell közölni. Az egész gázmenyiség számára ez 50 MWs nagyságrendű energiát jelent. Az energiaátadás elvileg feltöltött kondenzátor-telepek kisütésével érhető el, vagy esetleg felhalmozott mágneses energiával. Az energiafelhalmozás roppant költséges és nehéz technikai feladat; az energia jó hatásfokú átadása pedig még nehezebb.

Az előzőkből látjuk, hogy vannak mennyiségek, amelyek biztató nagyságrendűek: a geometriai méret, teljesítmény, nyomás. Más tényezők viszont elriasztók: a fal problémája a nagy szabad úthossz miatt, a szabályozás, a begyűjtés kérdése. Ezekre pontos választ csak a további vizsgálatok adhatnak.

Itt természetesen egyetlen típus előnyeit és nehézségeit vizsgáltuk. A világon nyilvánvalóan számtalan más, stacionárius és impulzus-üzemben dolgozó típus jutott el a konkrét kiszámítás vagy talán a modellüzem stádiumába.

*

A fizikus számára a fúziós reaktorokkal kapcsolatos kérdésfelvetés egészen általánosan így hangzik: *Megoldandó a fúziós reaktor problémája.* Azok a kutatók, akik a fúziós reaktorok problémáival foglalkoznak, szilárdan meg vannak győződve, hogy a gyakorlati megvalósítás a nem nagyon távoli jövőben várható. A probléma megoldásaként azonban az is kiadódhat, hogy a fúziós reaktorok — vagyis a szabályozható fúziós reakció — földi méretekben való megvalósítása nem lehetséges. Mind a megvalósítás maga, mind a megvalósítás lehetőségének tagadása csak a fizika teljesen új ágainak kifejlesztésével lehetséges. Ebben, tudniillik az új kutatási irányok kijelölésében, új, önmagukban érdekes fizikai eredmények elérésére való ösztönzésben látja a fizikus a fúziós reaktorok kérdésével való foglalkozás legnagyobb jelentőségét.

Pócs Lajos—Simonyi Károly
Központi Fizikai Kutatóintézet
Atomfizikai Osztály

IRODALOM

1. Fusion reactors — when? *Nucleonics*, 13, 9 (Oct. 1955)
2. From Perhapsatron to Columbus. *Nucleonics*, 13, 25. (Dec. 1955).
3. Thermonuclear power — the search for ideas. *Nucleonics*, 14, 42 (Feb. 1955).
4. I. V. Kurchatov: Thermonuclear fusion. *Engineering*, No. 4705, 322 (May 11. 1956); ezenkívül *Arcimovics*,

- Leontovics és munkatársai öt cikke az Atomnaja Energija 1, 3. számában (1956).
5. E. Teller: General problems of the controlled thermonuclear process. Nuclear Science and Engineering, 1, 313 (1956).
 6. R. F. Post: Controlled fusion research. Rev. Mod. Phys. 28, 338 (1956).
 7. G. Kálmán, L. Pócs, G. Schmidt, K. Simonyi: On the possibility of controlled power production using thermonuclear fusion. Periodica Polytechnica, 1, No. 1 (1957).
 8. Schmidt György: Nagy hőmérsékletű plazma sugárzása. KFKI Közlemények, 5, 57. (1957).
 9. Pócs Lajos, Schmidt György: Az elektromágneses fali problémájáról. KFKI Közlemények, 5, 64. (1957).
 10. Kálmán Gábor: Fúzió tiszta deuterón-gázban. KFKI Közlemények, 5, 73. (1957).
 11. Klopfer Ervin: Az energia ekvipartíció egy szélsőséges esete. KFKI Közlemények, 5, 84. (1957).
 12. Temes Gábor: Korreláció részecskék energiavesztései között. KFKI Közlemények, 5, 78. (1957).
 13. Simonyi Károly: Egy fúziós reaktor vázlata. KFKI Közlemények, 5, 99. (1957).
 14. Szalay Sándor, ifj. Berényi Dénes: Termonukleáris atommagfolyamatok és a hidrogén-bomba. Fizikai Szemle, VI, 145 (1956).
 15. H. A. Bethe, C. L. Critchfield: The formation of deuterons by proton combination. Phys. Rev. 54, 248 (1938).
 16. H. A. Bethe: Energy production in the stars. Phys. Rev. 55, 434 (1939).
 17. E. E. Salpeter: Nuclear reactions in the stars I. Phys. Rev. 88, 547 (1952).
 18. L. H. Aller: Astrophysics. New York, 1954.
 19. P. E. O'Meara: An enhanced reactor. Phys. Rev. 89, 982 (1952).
 20. K. Simonyi: Über die Möglichkeit der Nutzbarmachung der Atomenergie ohne Kettenreaktion. Acta Phys. VI, 157 (1956).
 21. Simonyi Károly: Az atomenergia hasznosításának lehetősége. KFKI Közlemények, 4, No. 1, 83 (1956).
 22. A flux for fusion. Engineering, 58, Jan. 11. (1957).
 23. G. Gamow, C. L. Critchfield: Theory of atomic nucleus. Oxford, 1949.
 24. L. Ridenour: Scientific American, 182, No. 3, 11 (1950).
 25. H. Thirring: Thermonuclear power reactor — are they feasible? Nucleonics, 13, 62 (Nov. 1955).
 26. W. Heitler: The quantum theory of radiation. Oxford, 1954.
 27. H. Alfven: Cosmical electrodynamics. Oxford, 1950.
 28. S. Lundquist: Studies in magneto-hydrodynamics. Arkiv för fysik, 5, nr 15, 297 (1952).
 29. W. H. Bennett: Phys. Rev. 45, 890 (1934).
 30. M. Kruskal, M. Schwarzschild: Proc. Roy. Soc. (London) A 223, 348 (1954).
 31. W. H. Bostick, M. A. Levine, L. S. Combes: Spectrographic evidence for the existence of the pinch effect. Sci. Rep. No. 2, Tufts College (1952).
 32. H. Fischer: Short electrical breakdowns. AFCRT-TR-54-100, Office of Techn. Services, Washington (1954).
 33. R. E. Vollrath, J. A. R. Samson: Obtaining high temperatures for nuclear fusion. Bull. Am. Phys. Soc. 30, No. 8, 9A (1955).
 34. A. A. Ware: A study of a high-current toroidal ring discharge. Phil. Trans. Roy. Soc. A 243, 197 (1951).
 35. S. W. Cousins, A. A. Ware: Pinch effect in a high-current toroidal ring discharge. Proc. Phys. Soc. (London) B 64, 159 (1951).
 36. Termonukleáris reakciók. Nagy Szovjet Enciklopédia, 42. kötet.
 37. Marx György: szóbeli közlés.
 38. K. Simonyi, M. Uzsoki: On the izobar D-T stars. Periodica Polytechnica, sajtó alatt.
 39. E. Fermi: On the origin of cosmic radiation. Phys. Rev. 75, 1169 (1949).
 40. K. Gottstein: Die Katalyse eines Kernfusionsprozesses durch Mü-Mesonen. Phys. Blätter, 13, 165 (1957).
 41. W. B. Thompson: Thermonuclear power: A theoretical introduction. Nature, 179, 886 (1957).
 42. J. G. Linhart: Power from thermonuclear reactions. Nuclear Engineering, 61 (Febr. 1957.).

Kutatómunka mesterséges holdakkal

I.

1. Tudományos lehetőségek és gyakorlati haszon

A mesterséges holdak programja és felszerelése szervesen kapcsolódik minden előző kísérlethez, melynek során emberek, később önműködő műszerek mind magasabbra jutottak a talajszint fölé. Az atmoszféra meghódításának egyes lépései a következők voltak: repülés sárkányokkal (10 km) repülőgéppel és léggömbökkel (25—26 km), kutatómunka műszeres léggömbökkel (42 km) és rakétákkal (410 km). Napjainkban e két utóbbi eszköz végzi a megfigyelések túlnyomó részét. Munkájuk szépen kiegészíti egymást; az ionoszféra-kutató ballonok gyakori és hosszú ideig tartó repülésük közben nagy mennyiségű adatot gyűjtenek össze, az egy- és különösen a kétlépcsős rakéták viszont sokkal magasabbra jutnak fel.

E felszállások célja tudományos szempontból többnyire kettős: *geofizikai és asztrofizikai*. A felküldött műszerek ugyanis egyrészt magát a felsőlégréteget vizsgálják, másrészt eddig hozzáférhetetlen színtépartományokban végeznek csillagászati

A szerző mindenekelőtt bocsánatot kér, hogy a tudományos beszámolókat kötelező személytelenségéből kilépve, rövid vallomással kezdi ezt a cikket. Előre szeretném bocsátani ugyanis, hogy alig két évvel ezelőtt még magam is utópisztikus játéknak tekintettem az egész űrhajózást, és különösen a helytelenül mesterséges „bolygónak” nevezett „szenzációs” terveket. Sem célját és hasznát nem ismertem fel, sem megvalósíthatóságában nem hittem. Azóta a technikai fejlődés a mesterséges holdak fellövését napi feladattá változtatta, s álláspontom is — tagadhatatlanul — gyökeresen megváltozott. Úgy érzem azonban, hogy magyar nyelvű, tudományos színvonalú összefoglaló írások hiányában nagyon sokan nem tudnak lépést tartani a rohamos fejlődéssel, és csak felületes újságcikkeket olvasva, nem látják — és nem is láthatják — tisztán e tervek jelentőségét, lényegét.

Általában az űrhajózás körül annyi látványos, de teljesen tudománytalan elgondolás látott már napvilágot, hogy az olvasó fogad minden újabb tervet mélyszéles bizalmatlansággal. Éppen ezért e cikkben elsősorban két alapvető kérdésre keressük a választ: megvalósítható-e jelenlegi technikai eszközeinkkel a Föld körül keringő új égitest; s ha létrejön, milyen eredményt várhat működésétől a tudomány és a gyakorlati élet. A szakfolyóiratokban megjelent legújabb cikkek egyöntetű véleménye, hogy a mesterséges hold hasznos és megvalósítható. Érveikről és elképzeléseikről a továbbiakban szeretnénk beszámolni. A végleges, „perdöntő” bizonyíték pedig kétségtelenül a közeljövőben útnak induló első mesterséges hold sikeres működése lesz.

(elsősorban napfizikai) méréseket. Mind ez ideig a hangsúly az előbbin volt. Az USA-ból 1945 óta mintegy kétszáz Viking, Aerobee, Deacon stb. kutatórakéta szállt fel 100—250 km magasságra; programjukon egyrészt a légkör sűrűségének, nyomásának, hőmérsékletének, kémiai összetételének meghatározása, a magaslégtörli szelek és a földi mágneses tér erősségének, az ionoszféra töltéssűrűségének, valamint az éjjeli és nappali ég fényének mérése, másrészt a kozmikus sugárzás és a Nap ultraibolya, röntgen és korpuszkuláris sugárzásának tanulmányozása szerepelt. Nem térhetünk ki e felszállások jelentős tudományos eredményeire, mert ezek immár „klasszikus” kutatási módszereknek számítanak, csak megemlítjük, hogy a rakéta-program folytatódik, sőt fokozódik majd a Nemzetközi Geofizikai Év (NGÉ) során. Anglia például a dél-ausztráliai Woomerából egylépcsős, szilárd üzemanyagú rakétákkal többek közt a D és E réteg ionizációját, valamint nátriumgőzök kibocsátása után a magaslégtörli szeleket kívánja tanulmányozni. Japán többlépcsős „Kappa” rakétákat, a Szovjetunió rakétákat és mesterséges holdakat indít útnak. Az USA az Arktisztól Kanadán és Kalifornián keresztül az Antarktiszig kíván rakétatelepeket működésben tartani.

Mindez azt bizonyítja, hogy az NGÉ mesterséges holdjai csak kiegészítik, de nem pótolják a rakétakísérleteket, melyek elengedhetetlenül szükségesek egy vertikális légköri „metszet” készítéséhez valamely adott helyen és adott pillanatban. Másrészt viszont a rakéták rövid élettartama (200 felszállás során alig tíz óra megfigyelési anyag gyűlt össze!) és helyhezkötöttsége rengeteg hátránnyal jár. Egy ugyanolyan műszerekkel felszerelt, de állandó jellegű és a Föld körül keringő megfigyelő állomás kétségtelenül előnyös lenne hosszabb észlelési sorozatok készítésére, s ezzel a rakéták útján vizsgált geofizikai és asztrofizikai jelenségek időbeli és térbeli változásainak, továbbá ok-okozati összefüggéseinek felderítése lehetővé válna.

De a mesterséges holdak tudományos lehetőségei ezen túlmenően rendkívül sokoldalúak. Az első csoportba tartoznak azok a kísérletek, melyek csupán műszerek nélküli, *üres szatellitát*, s távcsővel és radarberendezéssel ellátott földi megfigyelő állomások hálózatát tételezik fel. A holdacska útjának nyomon követése már önmagában számos geofizikai és kartográfiai probléma megoldását teszi lehetővé; így az eddignél egyszerűbben és pontosabban meghatározható a geoid alakja, a kontinensek távolsága és a levegő sűrűsége 300 km felett. Ez utóbbi adat lényeges már a rövidtávú rakétarepülés szempontjából is, és elengedhetetlen egyes, a felsőlégkörben lejátszódó fizikai-kémiai folyamatok megértéséhez.

A második csoportba sorolhatjuk mindazon kísérleteket, melyek csak a mesterséges holdban elhelyezett *műszerek segítségével* valósíthatók meg. Egy magaslégtörli tudományos kutatóállomás fő előnyei a következők: a) Viszonylag hosszú élete

a szűrő atmoszféra felett (mely itt lenn a Földön valósággal „színvakká” tesz bennünket) megengedi a kívülről érkező sugárzás folytonos megfigyelését, és ezzel az intenzitásváltozások hatásának regisztrálását. Mindenekelőtt a Nap ultraibolya, röntgen és korpuszkuláris sugárzásában jelentkező „ugrások” vizsgálandók. b) Képes gyenge intenzitású jelenségek tartós észlelésére, ami a megfigyelések összegeződését teszi lehetővé. Például ilyen feladat egyes könnyű elemek kimutatása az elsődleges kozmikus sugárzásban, vagy az interplanetáris por rendkívül ritka anyagának vizsgálata is. c) A szatellita gyors mozgása a Föld körül más szempontból hasznos. Egy-két óra alatt szinte az egész Föld műszereinek hatókörébe kerül, ezért alkalmas a geofizikai viszonyok széleskörű áttekintésére. Vizsgálhatja Földünk mágneses terét, albedóját és a kozmikus sugárzás intenzitását a földrajzi szélesség függvényében.

Az egyes mesterséges holdak programja, pályája és felszerelése természetesen különbözni fog. A megfigyelések, illetve kísérletek összeválogatásánál döntő szempont a tudományos fontosság, s tekintetbe kell venni — legalábbis eleinte —, hogy a kívánt eszközök mennyire megbízhatóak. Például ezért nem használhatunk egyelőre napenergiával táplált telepeket, melyek pedig az energiaszolgáltatás kérdését hosszú időre megoldanák. Végül minden kísérlettel kapcsolatban el kell döntenie azt is, hogy realizálásához okvetlenül mesterséges holdra van-e szükség.

Tekintetbe véve a távolabbi lehetőségeket (rádióval, televíziós adóval, távcsővel felszerelt, a földre épségben visszatérő vagy állandó jellegű szatellita) is, a felsőlégköri tudományos kutatóállomások programját, célkitűzéseit legalább nagy vonásokban már most össze lehet foglalni. Ez a tudományágak szerint csoportosított felsorolás korántsem teljes, de arra remélhetőleg elég, hogy alátámassza az egész — a jelenből a távoli jövő felé ívelő — mesterséges hold program létjogosultságát.

Asztrofizika. A talajszinten végzett csillagászati megfigyeléseket az atmoszféra háromféleképpen korlátozza:

a) A légköri turbulencia következtében távcsöveink felbontóképessége tizedére csökken,

b) a mindig fellépő fényszóródás miatt az expozíciós időt nem lehet korlátlanul növelni,

c) bizonyos színképtartományok teljesen elnyelődnek a légkörben (1. ábra). Például az ötméteres távcső feloldóképessége elvileg 0,025 ivsec, de itt lenn a földön 0,25—0,50 ivsec-nál jobbat elérni soha nem lehet. Viszont a légkörön túl egy 50 cm-es távcső már ki tudná használni teljes, 0,25 ivsec-os feloldóképességét. Ugyanez a távcső 24 órás expozícióval halványabb csillagokat „lát meg”, mint az 5 m-es reflektor a szórt fény miatt maximálisan fél órára korlátozott expozícióval. Végül az űrállomásról egy 30 cm-es távcsőre szerelt spektrográf néhány órás expozícióval fényes csillagok teljes színképének regisztrálására képes.

Néhány szó a távcső elhelyezésének előrelátható *technikai problémáiról*. Gondot okoz majd az önműködő, illetve távirányított beállítás, expozíció, lemezcsere stb. megvalósítása, az óriási hőmérsékleti ingadozások okozta torzulás kiküszöbölése és a harc az apró meteorok felhői ellen, melyek a tükröt megsérthetik vagy rezgésbe hozzák. Nehéz technikai feladat olyan újszerű fotoemulziók készítése, melyek a teljes spektrumra érzékenyek. (Az észlelés elvileg 1 Å és 10 000 km hullámhossz között bárhol történhet!)

A távcsővel felszerelt űrállomás helyét gondosan kell megválasztani. Ha a Föld körül kering, akkor időnként a bolygó árnyékába lép, ami zavaróan hat. Ezért előnyösebb a Nap körüli pálya, de az ilyen mesterséges bolygó még távoli terv csupán.

Ami a csillagászati megfigyelések programját illeti, legelső és legfőbb célpont természetesen a *Nap*. Mélni kell rövidhullámú sugárzásának intenzitását fotonszámlálókkal; tanulmányozni kell korpuszkuális sugárzását a sarki fénnel kapcsolatban; észlelni kell a hirtelen változásokat fokozódó naptevékenység (különösen erupciók) idején. Mindez remélhetőleg lehetővé teszi majd a Nap-fotoszférikus jelenségeinek mélyebb megismerését is, ami kétségkívül közelebb vinne a naptevékenység és az időjárás kapcsolatának tisztázásához.

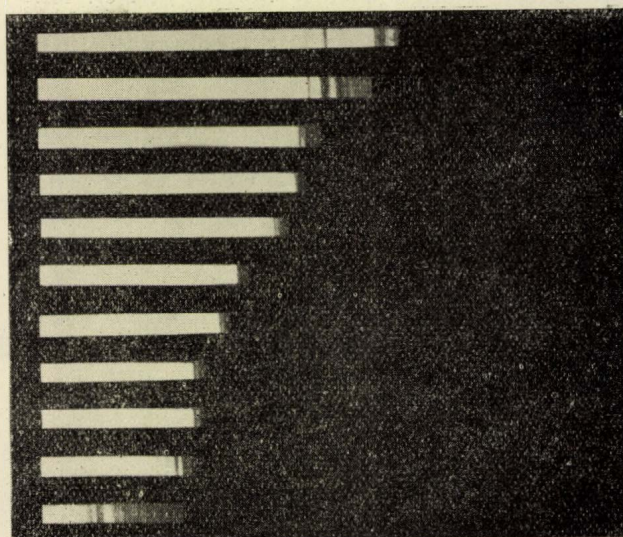
Az *intersztelláris és interplanetáris anyag* sűrűségének és összetételének vizsgálata szintén a mesterséges holdakra vár. *Friedmann* (1) javasolta például, hogy két fotonszámláló segítségével a Nap és a „világűr” *Lyman α* sugárzásának intenzitásgörbéjét összehasonlítva, határozzuk meg az intersztelláris hidrogén sűrűségét. A meteorpor észlelés viszont mikrofonmembránnal és becsapódásszámlálóval, vagy egyszerűen egy polírozott lappal történhet, melynél az elhomályosodás következtében fellépő hőmérsékletemelkedést telemetrálhatjuk a földre.

Később távcsővel felszerelt űrállomások programján szerepel majd *bolygók és csillagok* vizsgálata is. A bolygó légkörök összetételének tanulmányozása ultraibolya, felszíni részleteik felderítése infravörös fényben történhet. A Vénusz légkörének áttörésére *Kuiper* (2) hősugarakat javasol. Az asztrofizikai feladatok közt szerepel majd kutatás új kettőscsillagok és bolygórendszerek után, a planetáris ködök rendkívül vörös középponti csillagainak vizsgálata, és általában spektroszkópia a teljes színek mentén. Mindezt a légkör hiánya kétségtelenül lehetővé teszi. Az űrállomás távcsöve a csillagászat csaknem minden területét forradalmasítani fogja.

Geofizika, meteorológia. A magaslégtörli kutatóállomás egyik fő célja természetesen a magaslégtörli kutatása. Már az első szatelliták mérni fogják a levegő sűrűségét, nyomását, hőmérsékletét stb. Érdekes probléma, melyre már az első holdacsakák fékeződéséből következtetni lehet, hogy vannak-e vertikális légmozgások („protuberanciák”) a magaslégtörben. Az ionosféra felett mozgó magnetométer segítségével a feltételezett Chapman—Stormer áramkör is kimutatható lenne. Távolabbi

célkitűzés a Föld albedójának regisztrálása fotocellákkal, az alsólégkör felhőzetének tanulmányozása érdekében.

Az *időelőrejelzés* szempontjából *Wexler* (2) szerint egy 6400 km magasan keringő mesterséges hold lenne ideális. Ez ugyanis már képes egész kontinensek áttekintésére, de az egyes földrajzi képződmények még megfigyelhetők. Közben észlelheti a nagyobb ciklonokat, meleg frontokat és általában a felhőképződést. Mindez a nap-



1. ábra. Napspektrum felvétel sorozat: egy emelkedő Aerobee rakétáról. A legelső kép 10 km, a legfelső 65 km magasságban készült, közben az ultraibolya spektráltartomány 3300 és 2200 Å között fokozatosan láthatóvá vált.

tevékenység egyidejű megfigyelésével együtt remélhetőleg elegendő lesz pontos prognózisok készítéséhez.

Geodézia és kartográfia. A következő mérések végrehajtásához csak egy üres, de jól látható mesterséges hold szükséges. Segítségével meghatározható bolygónk tömege, tömegeloszlása, alakja, a kontinensek távolsága és a *g* abszolút értéke nagyobb területre átlagolva. Európa és Amerika távolságának bizonytalansága például egy 800 km magasan repülő objektum megfigyelésénél egy ivperc eltérést okozhat. A holdkövető állomások mérősorozataival a jelenlegi hiba könnyen tizedrészére csökkenthető, vagyis az Atlanti Óceán szélességét 30 m-nél pontosabban mérni tudjuk. A földi mágneses és gravitációs tér pontos feltérképezése viszont azzal a gyakorlati haszonnal fog járni, hogy a helyi anomáliák (pl. olajmezők) feltűnőbbekké válnak. Ezek után nem tekinthető túlzásnak az a vélemény, hogy a háromszögelési munka már önmagában is igazolja a mesterséges hold tervek létjogosultságát.

Fizika-kémia. Sajnos a kis hold, mint egyedülálló fizika-kémiai laboratórium hasznosítására vonatkozó tervek még alig vannak. Pedig rendelkezésre áll majd a „tökéletes” vákuum, a gra-

vitáció mentes tér, valamint olyan hőmérséklet-különbségek, melyek a Földön megvalósíthatatlanok. Mindez amellet, hogy több nehéz technikai problémát vet fel (pl. a szatellita anyagának hőállóságával kapcsolatban) újszerű fizikai kísérleteket tesz lehetővé. Az elsődleges *kozmosz sugárzás* észlelésére történtek már előkészületek. Ha a mesterséges hold egy mágneses meridián mentén halad, közönséges számlálósövekkel észlelheti a teljes energiaspektrumot — a földi mágneses tér ugyanis a különböző sebességgel érkező részecskéket különböző mértékben téríti el. Már más tudományág programjába tartozik a kozmosz sugárzás élettani hatásainak tanulmányozása.

Éppen csak megemlítjük, hogy többen foglalkoznak az űrállomások *gyakorlati hasznosításának* problémájával is. Sternfeld (3) éppen csak felveti azt a gondolatot, hogy a mesterséges holdak szemmel tarthatják a jégmozgást a sarkvidéken, és alkalmasak lennének erdőtűzek jelzésére is. Részletesen kidolgozott szovjet javaslat készült viszont a televíziós világadás megvalósítására egy szabályos háromszög csúcsaiban 35 800 km magasan elhelyezett reléállomások segítségével. (4) Ezek a holdak mozdulatlanok egymáshoz és a Föld felszínéhez képest.

Noha, mint láttuk, a mesterséges holdakat a tudományos és mindennapi élet egyaránt kitűnően hasznosítani tudja majd, mégis a gondolat lényegében asztronautikai eredetű. „A mesterséges holdak valódi értéke és fontossága abban rejlik, hogy nélkülözhetetlen ugródeszka a bolygóközi közlekedés páratlan kalandja felé. Ez kétségtelenül a terv fő indítékának tekintendő, minden egyéb ok, csak másodsorban jön számításba.” — állítja *Shepherd*, a Nemzetközi Asztronautikai Szövetség elnöke.

2. Pályaszámítási problémák

Ahhoz, hogy a légkör fölé juttatott megfigyelő állomás valóban mesterséges hold legyen, rendelkeznie kell a h magassághoz tartozó v_k körsebességgel. Ennek értékét megkapjuk, ha a holdacska $mg_h = \frac{m g_0 R^2}{(R+h)^2}$ súlyát az $\frac{m v_k^2}{R+h}$ röpítő erővel egyenlővé tesszük. A körsebesség tehát

$$v_k = \sqrt{R g_h} = \sqrt{g_0 \frac{R^2}{R+h}}$$

ahol $R = 6370$ km, $g_0 = 9,8$ m/sec². A körsebességtől való eltérés ellipszispályát eredményez, melynek perigeum (R_p) és apogeum (R_a) magassága kiszámítható. Ugyancsak ellipszispálya jön létre, ha az indítás nem pontosan vízszintesen, hanem $\Delta\theta$ irányhibával történik. Az impulzusmomentum és energiamegmaradás törvényéből levezethető a

$$\cos \Delta\theta \simeq \frac{R_p}{R_i} \left[1 + \frac{v_k}{v_i} \left(\frac{R_i - R_p}{R_p} \right) \right]$$

képlet, ahol R_i az indítás- R_p a perigeummagasság távolsága a Föld centrumától, és v_i az indítási sebesség (5).

Láthatjuk, hogy adott R_i , v_i és $\Delta\theta$ esetén a szatellita pályájának földközelpontja meghatározható. (Például $R_i - R = 480$ km, és $v_k - v_i = 160$ m/sec vagy $\Delta\theta = 2^\circ$ esetén $R_p - R < 240$ km és a kísérlet már meg is hiúsult.) Nagy R_i esetén a megengedett hiba nagyobb, ezért előnyös, ha az új égitest magasról indul. Egy rakéta feljuttatása több ezer km magasságra viszont nagy kezdő-

sebességet kíván (6): $v_0 = \sqrt{\frac{2 g R h}{R+h}}$.

Táblázat

h	v_0	Megjegyzés
185 km	1 878 m/s	V2
217 „	2 029 „	Viking
405 „	2 733 „	Bumper
1 000 „	4 118 „	
2 000 „	5 465 „	
5 000 „	7 413 „	
10 000 „	8 738 „	
339 750 „	11 076 „	seml. pont
376 290 „	11 086 „	Hold
∞	11 179 „	

Az első három sor az egylépcsős V2 és Viking, illetve a kétlépcsős Bumper rakéták magassági rekordja. Tanulságos az is, hogy az ún. semleges pont eléréséhez (ahol a Föld és a Hold vonzóereje egyenlő) mindössze 10 m/s-al kell kisebb sebesség, mint a Hold megközelítéséhez. E pontnak tehát űrhajózási szempontból nincs semmi jelentősége.

Mai technikai ismereteink szerint ilyen óriási v_0 csak *rakétákkal* valósítható meg. Minthogy a fűvókáin keresztül robbanásszerűen kiáramló gázok reakcióereje hajtja, levegőben és vákuumban egyaránt működni képes. Ha rakétánk tömege a motorok működése következtében m_1 -ről m_2 -re csökken, végsebessége $v = c \cdot \ln \frac{m_1}{m_2}$ lesz, ahol

c a gázok kiáramlási sebessége és m_1/m_2 az ún. *tömegarány*. Az egylépcsős rakétáknál technikai okokból $c < 4$ km/s és m_1/m_2 sem nagyobb, mint 3,5, ezért a v_{\max} 4,5 km/s körüli.

A végsebesség növelésének egyetlen gyakorlatilag megvalósítható útja a *lépcsős rakéta*. Itt a hajtóanyagot szétosztjuk az egymásba illesztett fokozatok között, és a kiürült tartályok azonnal lekapcsolódnak. Minden lépcső növeli kissé a rakéta „effektív tömegarányát”, vagyis a végsebességet is. Egy háromlépcsős rakétánál például, ha a kiáramlási sebesség végig c , és az egyes lépcsők tömege működés előtt M_i , működés után pedig m_i :

$$v = c \cdot \ln \frac{M_1 + M_2 + M_3}{m_1 + M_2 + M_3} \cdot \frac{M_2 + M_3}{m_2 + M_3} \cdot \frac{M_3}{m_3} \quad (7)$$

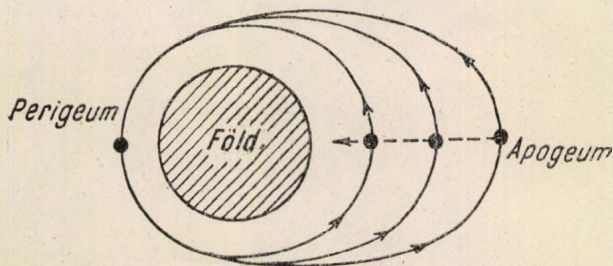
Először az első, majd a második lépcső válik le stb. Kiszámítható, hogy egy kétfokozatú rakéta azonos körülmények között 33%-kal, egy három-

fokozatú 45%-kal, egy végtelenfokozatú 70%-kal nagyobb végsebességet képes elérni, mint a szokásos egylépcsős. De minden egyes fokozat erősen növeli a technikai bonyolultságot, a túl sok lépcsős rakéta ezért hátrányos.

Újabb problémák merülnek fel a pályára állítással kapcsolatban. Minthogy a függőlegesen startoló rakéta utolsó fokozatának a mesterséges holdat vízszintesen kell elindítania, irányító berendezésre van szükség. Ez elhelyezhető egy vagy több lépcsőben is. Ha minden irányítási feladatot az első fokozat végez, és a többi csak a sebességet növeli, a rakéta egyszerű, de irányítása bizonytalan. A többszörösen irányított rakéta viszont sok improduktív terhet visz magával.

Természetesen sok függ attól is, hogy milyen pályát választunk. A körpálya előnye, hogy megvalósításához kell a legkevesebb energia, ellipszispályán mozgó szatellita azonban szélesebb légrétegek kikutatására alkalmas. Ha pályája a sarkok felett húzódik, a megfigyelés kiterjed az egész Földre, de az egyenlítőről kelet felé induló rakéta kihasználhatja Földünk rotációs sebességét. Végül nagy magasságban a várható élettartam hosszabb, az alacsonyban repülő holdat viszont könnyebb megfigyelni.

Tökéletes pálya tehát nincs, gyakorlatban valószínűleg kompromisszumos megoldásra törekednek majd. A pálya eleinte ellipszis lesz, de mivel a fékeződés földközeli legerősebb, az excentricitás egyre csökkeni fog oly módon, hogy az apogeum magasság fogy és a perigeum



2. ábra. A légellenállás következtében az apogeum magasság fokozatosan csökken

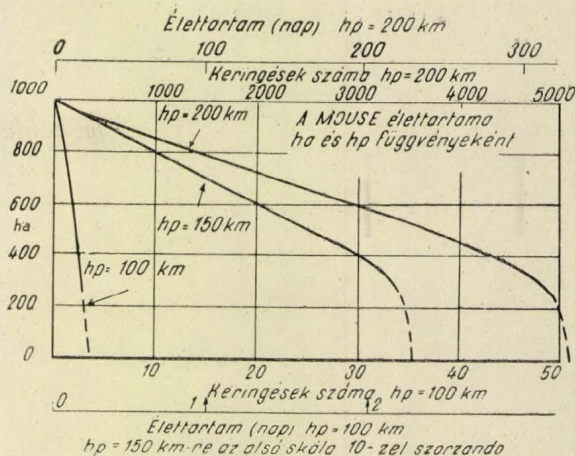
változtatlan. (2. ábra). Kiszámítható az is, hogy a már körpályán mozgó m tömegű és d keresztmetszetű szatellita mennyi idő alatt süllyed h_1 -ről h_2 magasságra:

$$\Delta t_{1,2} = 2,5 \cdot 10^{-8} \frac{m}{d} \int_{h_1}^{h_2} \frac{dh}{\sqrt{R + h \cdot \varrho(h)}}, \quad (5)$$

ahol $\varrho(h)$ a légkör sűrűsége. Ugyanez a képlet alkalmas arra is, hogy a tapasztalt t élettartam segítségével az ismeretlen $\varrho(h)$ -t nagy pontossággal (10^{-16} g/cm³) meghatározzuk. Kimutatható az is, hogy t erősen függ a perigeum magasságtól, melyet pl 100-ról 200 km-re emelve, a várható élettartam ezerszeresére nő. Mindebben döntő szerepe természetesen a légellenállásnak van, de pályamódosulást okoz még néhány egyéb jelenség, például a Nap és a Hold perturbáló hatása, a meteorikus por fékezése, sőt a földi mágneses tér is! A Nap ultraibolya sugárzása ugyanis pozitív töltést ad a mesterséges holdnak, ezért mágneses térben mozogva, rá a pálya érintőjére és az erővonalakra egyaránt merőleges erő hat (8). Az út vége természetesen a lefékeződött égitest széttobbanása lesz. Ezt mai eszközeinkkel elkerülni még nem tudjuk. Éppen ezért az állandó nyomonkövetés egyelőre nélkülözhetetlen.

3. Megfigyelés és összeköttetés

— Semmit sem ér az olyan szatellita, melyet megfigyelni nem lehet! — ebből az elvből következik a mesterséges hold méreteinek ésszerű alsó határa. Tousey (10) szerint egy 50 cm átmérőjű



3. ábra. A mesterséges hold élettartama a perigeum magasság függvényében. Tömeg 20 kg, felület 0,1 m². S. F. Singer cikke nyomán (Astronautica Acta II/3 138. o.)

gömb már nyomon követhető, ami — műszerekkel együtt — kb. 5 kg minimális tömeget jelent. Geodéziai mérésekre igen alkalmas lenne egy másfél méter átmérőjű, felfújható labda is, melynek szemmel tartása egyszerű. A mesterséges hold láthatósága alakján és fényvisszaverő képességén kívül (melyet a gyakorlatban 100%-osnak tekinthetünk) távolságától és a Naphoz viszonyított helyzetétől függ. Ha a szatellita átmérője 53 cm, horizont feletti magassága ψ és távolsága D , akkor fényessége magnitúdóban

$$m = 5 \log D + 0,1268 \operatorname{cosec} \psi + F(\Theta) - 7,37, \quad (10)$$

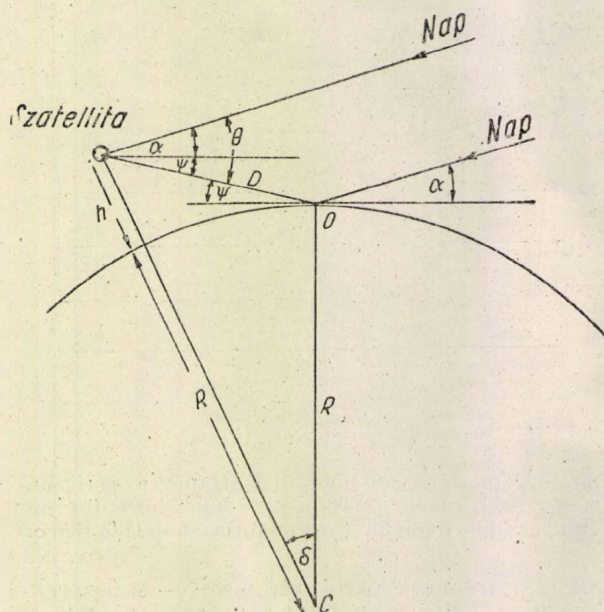
ahol $F(\Theta)$ a fázisszög táblázatban megadható függvénye. Ha a megvilágított felület gömb, akkor $\Theta = \psi + \alpha$, ahol α a Nap magassága a látóhatár felett (4. ábra). A fenti képlet alapján levezethető, hogy megfigyelésre legalkalmasabb a 70° körüli magasság a Nappal ellentétes irányban. A gyors mozgás miatt kis nagyítású és nagy látmezejű távcsövek használata ajánlatos. Közvetlenül napnyugta után, amikor az ég fénye erősen sarkított, polarizátorral felszerelt távcsőben a mesterséges hold viszonylag fényesebbnek látszik.

Ami a megfigyelési eszközöket és azok pontosságát illeti, az a programhoz és a szatellitához alkalmazkodni fog. Általában vizuális, fotografikus és rádió nyomonkövetés képzelhető el. Telemetráláshoz elég a pozíciót néhány fokra és az átvonulás idejét sec-ra ismerni, de geodéziai célokra már ívmásodperc, illetve ezredsec pontosság szükséges.

Végül néhány megjegyzés a rádióállomások működésével kapcsolatban. Feladatuk különösen nehéz lesz, hiszen a mesterséges hold általában

túlságosan kicsiny ahhoz, hogy a radar módszerével lehessen követni. Az állomások ezért a szatellita gyenge adóját keresik majd több ezer km távolságból. Ennek ellenére várható, hogy két héttel az észlelések kezdete után már fontos geodéziai adatok javítása válik lehetségessé. Az állo-

USA Tudományos Akadémiája és Nemzeti Tudományos Alapja kidolgozta a „*Vanguard tervet*”, melyet 1955. július 29-én egy sajtókonferencia keretében, mint az elnök által jóváhagyott hivatalos programot hoztak nyilvánosságra. A Vanguard-terv 10—12 mesterséges hold útnak indítását ígéri 1957. július 1. és 1958. december 31. között. Újabb fontos előrehaladás történt a CSAGI *barcelonai* konferenciáján 1956 szeptemberében. Itt nagy jelentőségű szovjet—amerikai



4. ábra. A szatellita-megfigyelés geometriája. Az észlelő az O pontban.

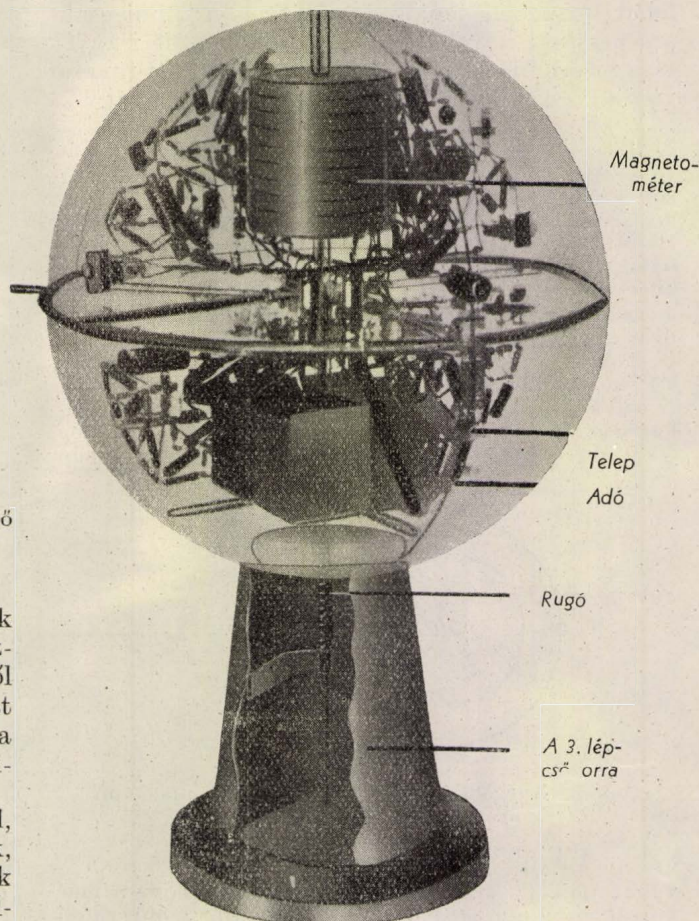
mások egyik nehéz problémája a rádiósugarak elhajlásának tekintetbevétele lesz, mely az ionoszféra helyzetétől, és az ottani elektronsűrűségtől függ, és a helyzetmeghatározásban 20'' hibát okozhat. Az ionoszférikus viszonyokat ezért a kísérletekkel egyidejűleg rakéták segítségével állandóan megfigyelés alatt kell tartani.

Az eddig összefoglalt elképzeléseken kívül, melyek a mesterséges holdak hasznosításának fellövésének és megfigyelésének kérdéseivel csak általánosságban foglalkoznak, ma már rendelkezésünkre áll több részletesen kidolgozott, gyakorlatilag bármikor kivitelezhető szatellita program is. A szkeptikus olvasó teljes meggyőzése érdekében most néhány pillanatkép következik a készülő mesterséges holdakról, a már nyilvánosságra hozott adatok és tervek alapján.

II.

A Nemzetközi Geofizikai Év mesterséges holdjai

1954-ben a *Comité Special de l'Année Geophysique Internationale* (CSAGI) római konferenciáján határozat született, mely minimál mesterséges holdak felbocsátását javasolja a NGÉ ideje alatt. Ezt a bizottságot az ENSZ Nemzetközi Tudományos Tanácsa a Geofizikai Év nemzeti tudományos programjainak egybehangolására hozta létre. Római határozatának visszhangjaként az



5. ábra. Mesterséges hold modell a 3. lépcső orrára
helyezve

meg egyezés született, mely szerint mesterséges hold terveiket megvalósítás előtt egyeztetni fogják, és a „holdkövetés” is egységesen az amerikai megfigyelő berendezések segítségével történik majd.

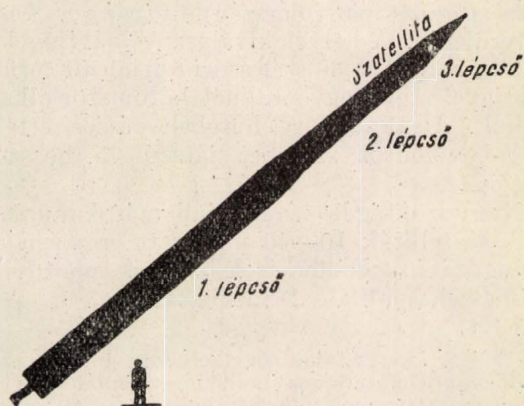
Milyenek lesznek az NGÉ mesterséges holdjai? Az 5-ik képen látható modellt az amerikai *Naval Research Laboratory* készíti, a *Technical Panel of the Earth Satellite Program* (TPESP) tervei alapján. Legalkalmasabbnak ez az 50 cm átmérőjű, 11 kg súlyú gömb látszik, mert könnyű szemmel tartani, és fékeződéseiből a légköri sűrűség egyszerűen számítható. Egy 46 cm hosszú, 15 cm átmérőjű henger, mint mesterséges hold nehezebben figyelhető meg, de több műszer elhelyezését teszi lehetővé. Az NGÉ során valószínűleg 2—3 típust is kipróbálnak. Nem lesz egységes a mesterséges holdak anyaga

sem, mert a könnyű és szilárd alumíniumburok mellett néhány esetben műanyagok (plasztik) alkalmazására is sor kerülhet, mert ez a magnetométerek működését nem zavarja.

1. A rakéta és pályája

Az első amerikai mesterséges holdakat szállító rakéták induló állomásának címe *U. S. Patrick Air Force Base, Florida* lesz. Az előkészületek már folynak. Valószínű, hogy a választás azért esett tengerparti telepre, hogy a délkelet felé induló rakéta első fokozatának üres tartálya az óceánba essen. Emellett a Bahama szigetekről Puerto Rico-ig megfigyelő állomások egész sorozata tarthatja szemmel már az indítás pillanatában.

A fellövésrel kapcsolatos fontosabb adatok: a háromlépcsős Vanguard-rakéta összhossza 22 m, átmérője 114 cm, súlya 10 t lesz. (6. ábra). Ebből az alsó fokozat



6. ábra. A Vanguard-rakéta vázlata

egy 14 m hosszú Viking, melynél az etilalkohol — folyékony oxigén keverékkel hajtott motor 12 t lökőerőt, illetve a maximális 1350 m/s sebességnél 250 000 LE teljesítményt szolgáltat. Két perc alatt 60 km magásra, és a fellövés helyétől 370 km távolságra jut. Az üres tartály leválása után itt kezd működni a salétromsav — dimetil hidrazin keverékkel dolgozó második fokozat, mely egy kis Aerobee típusú rakéta. 45°-os szögben indulva terhet 3800 m/s maximális sebességgel 210 km magásra emeli. Miután az üzemanyag kifogyott, ez a fokozat egyre laposabban ívelő szabadesés pályán repül tovább, amíg 480 km magasan eléri a vízszintest. A 2. fokozatba épített irányító szerkezet ekkor hossz tengelye körül megforgatja és kilövi a mesterséges holdat tartalmazó szilárdtöltetű kis rakétát, melyet eddig az orr áramvonalas burka takart el, s maga visszaesik a földre. A 3. lépcső egyetlen célja, hogy az elért magasságban a kis holdat 7600 m/s sebességre gyorsítsa fel. Végül 10 perccel indulás után, 2400 km-re a fellövés helyétől, a mesterséges holdat egy kis robbanás lelöki a 3. lépcső orráról és ettől kezdve mindketten, a gömb és az üres tartály is, új égitestként keringenek a Föld körül (7. ábra).

A kezdősebesség hibája 1%-on, az irányé 2°-on belül tartandó. Ebben az esetben létrejön a kívánt pálya, melynek perigeuma 320, apogeuma kb. 1300 km magasságban van (excentricitás 0,07).

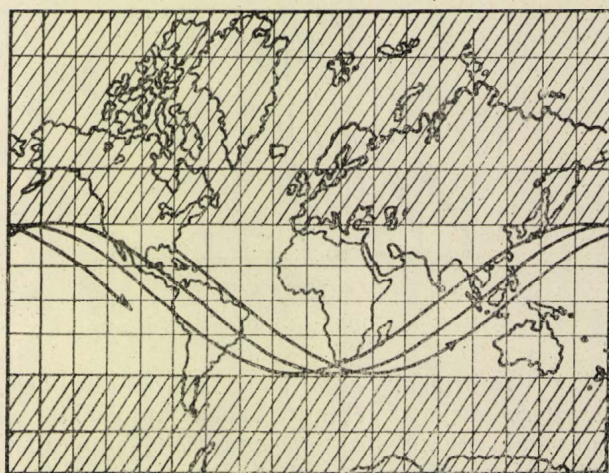
A pálya megválasztását — mely nyugodtan tekinthető a világ első égimechanikai „kísérletének” — az általános részben kifejtett szempontok befolyásolták. Florida földrajzi szélessége 28° 28', a rotációból adódó kezdősebesség itt maximálisan 400 m/s. Minthogy a Vanguard-terv 40°-os pályahajlást javasol, tehát részben haszno-

sítani fogja a rotációs sebességet, de ugyanakkor dél-európai és észak-amerikai megfigyelők bekapcsolódását is lehetővé teszi. Keringési idő 90—95 perc, ezalatt a Föld több mint 20°-kal fordult kelet felé (8. ábra). Előre látható, hogy Földünk lapultsága a pálya csomóvonalának gyors retrográd mozgását idézi majd elő, azaz a csomók 50 nap alatt körbe vándorolnak az egyenlítőn.



7. ábra. A Vanguard-rakéta felszállásának vázlata

Az első mesterséges holdak élettartama előre láthatólag egy év körül lesz. Minthogy a felsőlégkör sűrűségének bizonytalansági faktorát nyugodtan 5-nek vehetjük, még sincs kizárva, hogy a holdak már két-három hónap után lefékeződnek. Később más kezdő elemekkel rendelkező szatelliták útnak indítására is sor kerül majd.



8. ábra. A floridai mesterséges holdak első három keringésének vetülete. Megfigyelés elsősorban a fehérrel jelzett sávból

2. Vizuális, fotografikus és rádiófigyelés

A közzétett adatok (pálya, átmérő, albedo) birtokában az NGÉ holdjainak láthatóságát könnyen kiszámíthatjuk. Legfényesebb perigeum idején, amikor egy 0,6 albedójú, 50 cm átmérőjű gömb vizuális és fotografikus magnitúdója a zenitben 5,7, illetve 6,3. Ez éppen a szabadszemmel láthatóság határán van. Látszó sebessége különböző magasságok esetén a következő:

Táblázat (11)

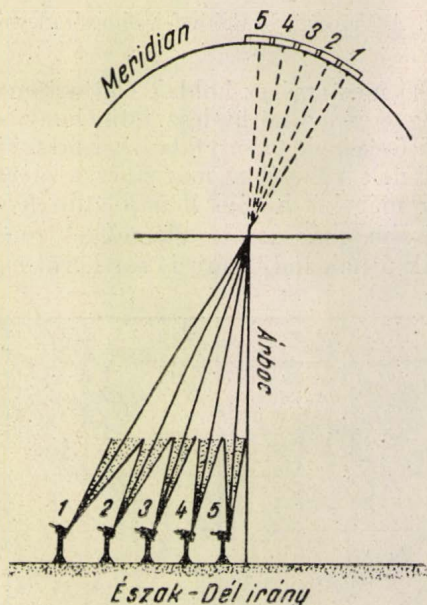
320 km	1,37 fok/s
480 „	0,91 „
800 „	0,55 „
1280 „	0,34 „

Perigeum idején tehát 5 sec, apogeum idején 21 sec alatt halad át a távcső 7°-os látmezején. Természetesen mennél magasabban van a szatellita, annál sötétebb égi háttér előtt folyhat a megfigyelés. Így

320 km-en	5—17°-kal,
640 „	9—24°-kal,
1280 „	17—33°-kal

legyen a Nap a horizont alatt, amikor észlelünk (10).

Ismerve a mesterséges hold fényességét és szögsebességét, megkezdhetjük az észlelésre alkalmas vizuális és fotografikus műszerek kiválogatását.



9. ábra. A holdkövető állomás vázlata

A Cambridgei *Smithsonian Astrophysical Observatory* még az elmúlt évben kidolgozta az amerikai holdkövető („moonwatch”) programot amatőr csillagászok számára (12). Egy-egy holdkövető állomás 20—30 főből áll. Valamennyi megfigyelő kis távcsővel van felszerelve, melynek adatai: 45—55 mm-es objektív, 6—7-szeres nagyítás és 10—12°-os látmező. A felelős csoportvezető mindenekelőtt beosztja a meridiánt az észlelők között úgy, hogy a szemmel tartott területek átfedése 1—2° legyen. A meridián kijelölése pl. egy T alakú oszloppal történhet (9. ábra). Az átvonulás időpontját és pontos pozícióját azonnal jelenteni kell az elektronikus számológéppel ellátott központi irodának, mely egymástól 480 km távolságra elhelyezkedő pontok részére 1°, illetve néhány sec pontossággal efemeriszt ad meg.

Ennek birtokában megkezdhetik működésüket a *Baker—Schmidt* kamerák is. Ezekkel a távcsövekkel meteor-fényképezés terén már szép eredményeket értek el, mert nagy objektívjük és rövid fókustávolságuk (50—50 cm) miatt gyorsan mozgó objektumok hibátlan leképezésére különösen alkalmasak. Ha a mesterséges hold áthalad az

5×30°-os látmezőn, helyzete a pálya mentén 8 m, reá merőlegesen 3 m, pontossággal meghatározható. Ehhez egyrészt ismerni kell az állomások távolságát 10 m, másrészt az átrepülés idejét 0,01 sec-nál nagyobb pontossággal. Az időmérés, mint a meteorészleléseknél, forgószektoros rendszerrel történik, a megkövetelt pontosság $\frac{1}{2500}$ mp. Szürkület kezdetekor 0,2 sec-onként film (illetve lemez) cserére lenne szükség, ezért az expozíció folyamatos „mozifilmre” történik. A felvételeken kedvező körülmények közt még a 10 mg-jú csillag is látszik. Érdeemes megemlíteni, hogy egy állandó szögsebességgel mozgó szatellita felfedezhetősége a lemezen csak a távolság reciprokával (és nem annak négyzetével) arányos, ezért az érzékenység csökkenése 320 km és 2100 km között csupán 2 mg. Az NGÉ során az amerikaiak 12 ilyen Schmidt kamerát kívánnak elhelyezni, többek között *White Sands Proving Ground, Florida, Arequipa (Peru), Cordoba (Argentína), Teherán (Irán), Cadiz (Spanyolország), Japán és Ausztrália* területén. A helyek kiválasztásánál figyelembe vették, hogy a ± 30 szélességi fok körüli területek megfigyelésre az egyenlítőnél háromszor alkalmasabbak. Ugyanakkor előnyben részesítették az NGÉ-ben fontos szerepet játszó 75. hosszúsági kört is.

Nagy szükség lesz a rádióállomások munkájára is. A szatelliták 10—40 milliwatt erősségű adóit az ún. *Minitrack*-állomások bemérik, pontosabban fázisösszehasonlítással meghatározzák a pontos pozíciót.

E célra 7 keresztalakban elhelyezett antenna szolgál. Valamennyi mesterséges hold megállapodásszerűen a 108,00 mc frekvenciát (hullámhossz 3,05 m) használja majd. A tervek szerint 9 alapállomás mérne naponta négyszer mindaddig, amíg két hét elteltével a szatellita adójának telepei kimerülnek, azután a megfigyelés csak az optikai módszerekre korlátozódhat. Végül mikor a holdacska pályája már egyre gyorsabban módosul, leállnak a nagy teleszkópok is, és a „haldokló hold” észlelése ismét kizárólag a vizuális holdkövető csoportok feladata lesz.

3. A szatelliták programja

Tekintettel arra, hogy a tudományos és gyakorlati hasznosítás kérdésével részletesen foglalkoztunk már, itt csak arra szorítkozunk, hogy *Ordway* cikke nyomán (13) ismertessük az első amerikai mesterséges holdak tudományos munkatervét:

a) A Nap teljes energiaspektrumának, korpuszkuláris sugárzásának, foltjainak, erupcióinak és a naptevékenység egyéb megnyilvánulásainak tanulmányozása, különösen a földi időjárásal és mágneses térrel kapcsolatban.

b) Ionoszféra kutatások az *F* réteg felett, a magaslégköri hőmérséklet, nyomás, sűrűség, kémiai összetétel és a magassági szelek vizsgálata.

c) A földkéreg összetételének, a Föld lapultságának és a földrészek távolságának az eddigénél pontosabb meghatározására.

d) Légnyomás mérés a mesterséges holdon belül, a külső burkot bombázó meteorok hatásának észlelése, az interplanetáris por és gáz sűrűségének vizsgálata, albedo mérések.

e) Az elsődleges kozmikus sugárzás intenzitásának, idő- és térbeli változásainak regisztrálása.

Különösen fontosak a napfizikai megfigyelések, mivel az NGÉ idején a naptevékenység szokatlanul erős maximuma várható.

A CSAGI-nak átnyújtott hivatalos nyilatkozat szerint a szovjet mesterséges holdak tudományos feladatai a fentiekkel teljesen megegyeznek. S a nagyhatalmak egyöntetű elhatározása, hogy közkincsé teszik a nyert tudományos eredményeket, biztosítja a mesterséges holdprogramok gyors és beláthatatlan fejlődését. Az NGÉ szatellitai nyitják meg az utat, majd idővel a mesterséges holdak, űrállomások számtalan változata jelenik meg az égen. Befejezésül néhányat ezek közül szeretnénk most bemutatni, többé-kevésbé kidolgozott terveik alapján.

A Szatelloid

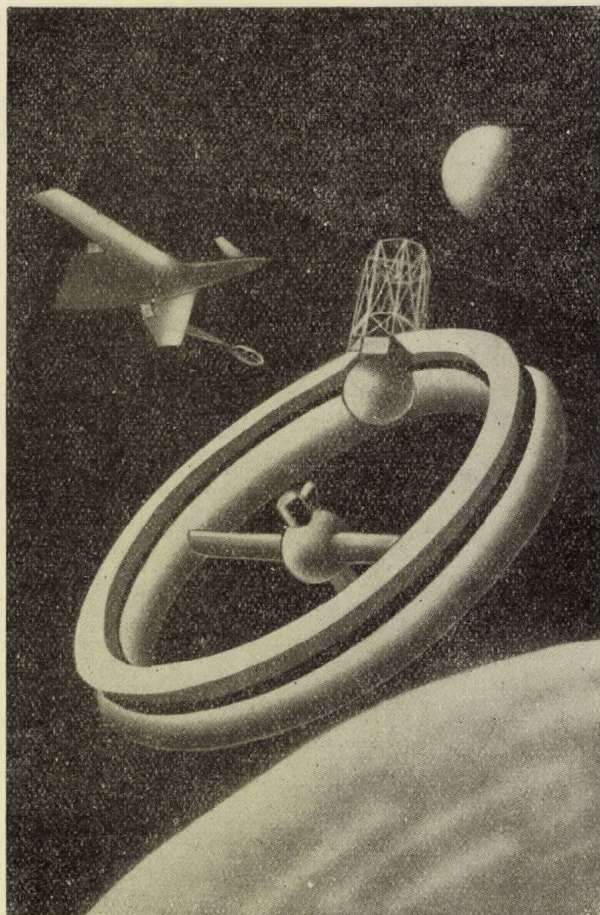
A közeljövőben megvalósítható, nagy gyakorlati érzékkel kidolgozott terv Ehricke (14) „Szatelloidja”, mely mintegy átmenet lesz a repülőgép és az égitest között. A mesterséges holdak alapvető hibája, hogy élettartamuk 200 km alatt rendkívül rövid, ezért a felsőléggör 90–180 km közötti szakasza — mely már repülőgéppel nem érhető el — terra incognita marad a szatelliták felszállása után is. Ilyen alacsonyan keringeni csak olyan eszköz képes, melyet a kezdeti lökés energiáján kívül, időnként rakéta-motorjai is hajtának. Ez a szatelloid. Ehricke szerint egy 4,5 t súlyú szatelloid fél tonna üzemanyaggal egy hétig képes 150 km magasságban tartózkodni. Műszerei megegyeznének a mesterséges holdakéval, de programja elsősorban a visszatérő űrhajók és szatelliták fékeződése szempontjából különösen fontos légkör sűrűségének, összetételének stb. vizsgálata lesz.

Űrállomás tervek

Az utóbbi években javasolt mesterséges hold tervek két különálló csoportra oszthatók: minimál holdak és űrállomások. Az első típusba, mely szerény, de megvalósítható célt tűz ki, sorolható a Vanguard-program, a Singer-féle MOUSE-terv, valamint a kevésbé kidolgozott Mighty MITE és Stehling—Missert elgondolás is. A második típus jellegzetes képviselője von Braun űrállomás terve, de régebben Ciolkovszkij és Noordung, legújabbán pedig Engel vetett fel hasonló elképzelést. Egy mesterséges holdat űrállomásnak nevezünk, ha állandó jellegű, és belsejében megfigyelő személyzet is tartózkodhat. Hosszú élettartam csak az exoszférában képzelhető el, ezért magassága 1000 km felett lesz. Pályáját a légellenállás már alig befolyásolja, viszont a külső perturbáció hatását itt figyelembe kell venni. Feladata a sokféle tudományos megfigyelés és kísérlet elvégzésén kívül elsősorban asztronautikai jellegű, ti. átszálló és üzemanyag töltő állomás lesz a

bolygóközi közlekedésben. Az innen induló űrhajó részére ugyanis a szökési sebesség nem $\sqrt{2} v_k$, hanem $(\sqrt{2} - 1) v_k$, ha az űrállomás v_k sebességgel kering a Föld körül.

Röviden ismertetjük v. Braun nagy részletességgel kidolgozott tervét: (8). A 75 m átmérőjű, kocsikerék alakú űrállomás 1730 km magasságban 2 óra alatt kerüli



10. ábra. A Braun-féle űrállomás

meg a Földet. Belsejében 3 emeleten lakószobák, megfigyelőhelyek, rádió központ, laboratóriumok stb. lennének (10. ábra). Összeszerelése 33 t súlyú részekből fenn a magasban történik, ezért a felszállításhoz 80 m magas, 6400 t súlyú 3 lépcsős rakétákat tart szükségesnek. E szállítórakéták fontosabb adatai: (15).

Táblázat

	1. lépcső	2. lépcső	3. lépcső
Lökőerő t	12 800	1600	200
Üzemanyag t	4 800	700	83
Égési idő s	84	124	73
Üzemanyag felhasználás ... t/s	55,8	5,6	0,7
Max. sebesség m/s	2 350	6420	8260
Vég-gyorsulás m/s ²	87,0	78,8	25,0

Egy felszállás 56 percig tart, de a motorok alig 5 percig működnek.

A Braun-féle rakéták megvalósíthatósága az óriási méretek miatt igen kétséges. Valamivel realisabb Engel terve (8), mely az űrállomás felépítéséhez 25 m magas,

220 t súlyú, 6 lépcsős rakétákat kíván felhasználni. Az 500 t anyag felszállítása 300 alkalommal, a számítások szerint 500 millió dollárba kerülne. (Összehasonlításként megemlítjük, hogy a Vanguard-terv összköltsége 21–28 millió dollár.)

Legújabbban a Nemzetközi Asztronautikai Szövetség VII. római kongresszusán foglalkoztak egy fantasztikus amerikai tervvel is, mely méreteit tekintve, minden eddigit felülmúl. A „Meteor” nevű űrváros hossza 1 km, átmérője 325 m lenne.

De a római kongresszus résztvevőit elsősorban mégis az NGÉ megvalósulás előtt álló szatellitái érdekelték. Csak ezek sikeres működése esetén, sok átmeneti forma közbeiktatásával kerülhet sor a szatelloidok, űrállomások stb. fellövésére. A további fejlődés szempontjából óriási jelentőségű, hogy a nemzetközi együttműködés ezen a téren az utóbbi másfél esztendőben jelentősen megszilárdult. A már említett barcelonai megegyezésen kívül ennek egyik eredménye volt, hogy a Szovjet Tudományos Akadémia Csillagászati Tanácsa mellett működő 26 tagú Asztronautikai Bizottságot teljes jogú tagként felvették a Nemzetközi Asztronautikai Szövetségbe, és Szedov akadémikust a római kongresszus 400 résztvevője a Szövetség alelnökévé választotta. A nagyhatalmak és az egész tudományos világ együttes erőfeszítése a Nemzetközi Geofizikai Év mesterseges holdjaival az űrhajózás békés korszakát nyithatja meg az emberiség előtt.

1. H. E. Newell: The U. S. Rocket-Satellite Program for the IGY. Brüsszel (1955).
2. H. E. Canney and F. I. Ordway III.: The Uses of Artificial Satellite Vehicles. I. Astronautica Acta II/4 (1956).
3. A. Sternfeld: Flug ins Weltall. Neues Deutschland (1956).
4. V. Petrov: Televíziónyie buduscsevo. Radio No 6.
5. S. F. Singer: Studies of a Minimum Orbital Unmanned Satellite of the Earth (MOUSE) II. Ast. Acta II/3 (1956).
6. A. Stettbacher: Chemische und mathematische Grundlagen der Weltraumrakete. II. Explosivstoffe, IV. (1956).
7. D. F. Lawden: The Determination of Minimal Orbits. Journal of the British Interplanetary Society (1952).
8. H. Gartmann: Raketen. Kosmos (1956).
9. A. Couder: Satellites artificiels. L'Astronomie (1956).
10. R. Tousey: The Visibility of an Earth Satellite. Ast. A. II/2 (1956).
11. F. L. Whipple and J. A. Hynek: A Research Program Based on the Optical Tracking of Artificial Earth Satellites. Proceedings of the IRE (1956).
12. Bulletin for Visual Observers of Satellites No 1, 2, 3. Sky and Telescope (1956).
13. F. J. Ordway III.: The U. S. Satellite Vehicle Program. Ast. Acta II/3 (1956).
14. K. A. Ehricke: The Satelloid. Ast. Acta II/2 (1956).
15. H. Mielke: Der Weg ins All. Neues Leben (1956).

Almár Iván

MTA Csillagvizsgáló
Intézet

A kvantumfizika elemei II.

II. Az állapotfüggvény

Az állapotegyenlet

Az I. részben megismertedtünk a fizikai mennyiségek kvantummechanikai tárgyalásának módjával. A klasszikus fizika e mennyiségek leírására folytonos függvényeket használt, a kvantumfizika azonban operátorokkal dolgozik. Bármelyik fizikai mennyiséghez egy A operátort rendelünk, ez valamilyen függvényre alkalmazva azt más függvénybe viszi át.

$$A\varphi = \varphi'$$

Előfordul, hogy az így kapott φ' függvény a φ -nek állandósorozosa: $\varphi' = a\varphi$, tehát

$$A\varphi = a\varphi.$$

Az ilyen a számot az A operátor sajátértékének nevezzük. A kvantumfizika alapfeltevése az, hogy egy fizikai rendszernek egy mennyiség (pl. energia) mérése nem vezethet más eredményre, mint a megfelelő A operátor valamelyik a sajátértékére. Ki tudjuk számítani mindazon értékeket, amelyeket egy fizikai mennyiség egyáltalán felvehet. Az operátorkalkulus lehetővé tette, hogy egységes elméleti magyarázatot adjunk a kísérleti fizika különböző területein fellépő kvantumos jelen-

ségekre. Az atom- és molekulaszínképek magyarázatánál a kvantummechanika átütő sikert aratott.

Felmerül a kérdés, hogy az I. részben leírt eredmények teljes mértékben kielégíthetnek-e bennünket? Ezt nem mondhatjuk. Ismerjük azokat a törvényeket, amelyek lehetővé teszik egy fizikai mennyiség lehetséges értékeinek kiszámítását. Nem tudjuk azonban az eddigiek alapján azt megmondani, hogy *mikor melyik* értéket kapjuk ezek közül egy elvégzett mérés eredményeként.

Mi választja ki azt a sajátértéket, amely például egy hidrogénatomnál adott pillanatban elvégzett energiamérés eredményeként kiadódik?

Hogy egy operátornak egy függvényre való hatása melyik sajátértékkel való szorzásban nyilvánul meg, attól függ, hogy az operátort a sajátfüggvények közül melyikre alkalmazzuk. Ez kézenfekvővé teszi azt a gondolatot, hogy az atom (vagy más fizikai rendszer) állapotát azzal a függvénnyel jellemezzük, amelyekre az operátorok hatnak. Ezt nevezzük *állapotfüggvénynek*. Ha például a hidrogénatom pillanatnyi állapotát leíró ψ függvény a legalsó energiaszinthez tartozik,

$$\psi = \varphi_0 \equiv A e^{-r/r_0} \quad \left(r_0 = \frac{h^2}{4\pi^2 m e^2} \right), \quad (1)$$

akkor meg tudjuk mondani, hogy az atom alap-

állapotában mekkora az energia vagy impulzusmomentum értéke, hiszen

$$\mathbf{H}\psi = -\frac{e^2}{2r_0}\psi, \text{ tehát az energia}$$

$$-\frac{e^2}{2r_0} = -13,5 eV; \quad (\mathbf{x}\mathbf{p}_y - \mathbf{y}\mathbf{p}_x)\psi = 0,$$

tehát az impulzusmomentum zérus.

Ha a $\psi = \varphi_0$ állapotban megmérjük ezeket a mennyiségeket, a sok sajátérték közül éppen ezek adódnak mérési eredményként. A kvantumfizika elméleti alapját tehát a

$$\begin{aligned} \text{fizikai mennyiség} &\rightarrow \text{operátor} \\ \text{fizikai állapot} &\rightarrow \text{állapotfüggvény} \end{aligned}$$

matematikai hozzárendelés képezi.

A következőkben válaszolnunk kell arra a kérdésre, hogy miként lehet meghatározni a vizsgált rendszer ψ állapotfüggvényét.

Egy test mozgásállapotát a klasszikus mechanikában a sebesség határozza meg. Ha ezt egy pillanatban ismerjük, a jövőbeli állapotot a Newton-féle mozgástörvény alapján ki tudjuk számítani. Ugyanis

$$m \frac{dv}{dt} = F(t) \quad (2)$$

(F a ható erő), tehát $v(t)$ ismeretében a későbbi $v(t+dt)$ így adódik:

$$v(t+dt) = v(t) + \frac{dv}{dt} dt = v(t) + \frac{1}{m} F(t) dt.$$

Hasonló a helyzet az elektromágneses tér esetében. A Maxwell-egyenletek értelmében az elektromos (mágneses) tér időbeli változásának előidézői a mágneses (elektromos) tér örvényei.

$$\frac{\partial \vec{E}}{\partial t} = c \operatorname{rot} \vec{H}, \quad \frac{\partial \vec{H}}{\partial t} = -c \operatorname{rot} \vec{E}.$$

A téregyenletek lehetővé teszik azt, hogy a tér t pillanatban kialakult állapotából a későbbi $t+dt$ pillanatban kialakuló állapotra következtethessünk.

$$\vec{E}(t+dt) = \vec{E}(t) + c dt \operatorname{rot} \vec{H}(t),$$

$$\vec{H}(t+dt) = \vec{H}(t) - c dt \operatorname{rot} \vec{E}(t).$$

A példák kijelölik az utat, amelyen haladnunk kell. Szükség van a ψ állapotfüggvény időbeli változását megszabó törvény ismeretére. Azt várjuk ettől, hogy ψ -t egy t pillanatban ismerve $\partial\psi/\partial t$ értékét kiszámíthassuk és így adott kezdeti állapotból kiindulva az elektron (vagy más kvantummechanikai rendszer) későbbi állapotaira, az állapot változására, az atom mozgására következtethessünk:

$$\psi(t+dt) = \psi(t) + \frac{\partial\psi}{\partial t} dt.$$

Eddigi vizsgálatainkban az idő mint fizikai mennyiség nem szerepelt. Hogy az időbeli állapotváltozás törvényeivel megismerkedjünk, a helykoordináták operátorai után foglalkoznunk kell az időhöz tartozó operátorral is. Az eljárás menete kézenfekvő. Már a klasszikus fizikában is ismeretes volt, hogy a helykoordináták és az impulzus összefüggéséhez hasonló kapcsolatban az energia (-1 -szerese) áll az idővel. Ezért a kvantummechanika (I. 15) alatt megismert alaptörvényét kiegészítjük a t időoperátor és az E energiaoperátor közt fennálló Heisenberg-féle felcserélési törvénnyel:

$$tE - Et = \frac{h}{2\pi i}. \quad (3)$$

Könnyen találhatunk olyan operátorokat, amelyek a (3) felcserélési törvényt kielégítik. p és x min-tájára

t operátora legyen a t időparaméterrel való szorzás: $t \equiv t$,

E operátora legyen a t szerinti deriválás
 $i\hbar/2\pi$ -szerese: $E \equiv \frac{i\hbar}{2\pi} \frac{\partial}{\partial t}.$ (4)

Tisztáztuk az időnek mint fizikai mennyiségnek operátor-tulajdonságait. Ennek kapcsán az energiaoperátor új alakjára jutottunk. Egy másik, koordinátákkal kifejezett alakot (mely a kinetikus és potenciális energia összegeként adódott) (I. 26) alatt már megismertünk. Matematikailag elképzelhető volna, hogy az energiaoperátor H és E alakja bizonyos függvényre alkalmazva különböző eredményre vezessen. Fizikailag azonban ez elképzelhetetlen: egy atom energiája fizikai jelentéssel bíró fogalom, ezért fizikai szerepe csak az olyan ψ függvényeknek lehet, amelyekre a két operátornak azonos hatása van:

$$E\psi = H\psi, \quad (5)$$

azaz (4) és (I. 26) alapján részletezve

$$\frac{i\hbar}{2\pi} \frac{\partial\psi}{\partial t} = -\frac{\hbar^2}{8\pi^2 m} \left(\frac{\partial^2\psi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2\psi}{\partial y^2} + \frac{\partial^2\psi}{\partial z^2} \right) + V(x, y, z)\psi. \quad (6)$$

Az (5) egyértelműségi követelmény tehát egy parciális differenciálegyenletre vezetett, amely lehetővé teszi az állapotfüggvény időbeli változásának figyelemmel kísérését. A (6) egyenletet *állapotegyenletnek* nevezzük. Az egyenlet olyan szerepet tölt be az atomok, elektronok mozgásának kvantummechanikai leírásánál, amilyent a (2) Newton-féle mozgástörvény a klasszikus mechanikában. Az egyenletet először Erwin Schrödinger állította fel 1926-ban, hullámoptikai analógiák alapján. Ez a gondolatmenet Novobátzky Károlytól származik.

Amikor az elektron az atom valamelyik E energiaszintjén (pl. alapállapotban) tartózkodik, a teljes állapotfüggvénye ilyen alakú:

$$\psi(x, y, z, t) = \varphi(x, y, z) e^{-\frac{2\pi i}{h} E t} \quad (7)$$

φ az (I. 27) sajátértékegyenlet által meghatározott energiasajátfüggvény. Egyszerű behelyettesítés és (I. 27) figyelembevétele meggyőző arról, hogy a (7) állapotfüggvény megoldása a (6) állapotegyenletnek. (7) az energia \mathbf{E} és \mathbf{H} operátorának egyaránt E sajátértékhez tartozó sajátfüggvénye és a t idő multával állandóan sajátfüggvény marad. A (7) megoldás szerint az atom tartósan az E energiaszinten marad: bármikor végzünk el energiamérést, mindig éppen ezen kiválasztott E értékre jutunk.

Megváltozik a helyzet, ha az atomot külső behatás éri, például fény világítja meg. A fényhullámot valamilyen $\vec{A}(t) = a \sin 2\pi \nu(t - x/c)$ alakú vektorpotenciál írja le. Ilyenkor a V' potenciális energiában az atommag Coulomb-terét leíró $U = e/r$ skalárpotenciál mellett a vektorpotenciál is szerepel:

$$V' = -eU - \frac{e}{mc} \vec{p} \cdot \vec{A} = V - \frac{e}{mc} \vec{p} \cdot \vec{A}(t). \quad (8)$$

Ez azt eredményezi, hogy a hidrogénatom (26,30)-ban megadott \mathbf{H} energiaoperátora kibővül a fényhullám és atomielektron kölcsönhatását leíró taggal:

$$\mathbf{H}' = \mathbf{H} - \frac{e}{mc} \vec{p} \cdot \vec{A}(t). \quad (9)$$

Az új

$$\frac{i\hbar}{2\pi} \frac{\partial \psi}{\partial t} = \left(\mathbf{H} - \frac{e}{mc} \vec{p} \cdot \vec{A}(t) \right) \psi \quad (10)$$

állapotegyenletnek (7) már nem megoldása. Ez azt jelenti, hogy az atom nem marad az E energiaszinten, hanem a beeső fényhullám hatására megváltoztatja állapotát, más energiaszintre megy át. Az állapotegyenlet ilyen módon leírja az atom gerjesztődésének folyamatát. (10)-et megoldva kiszámíthatjuk pl. azt, hogy a kezdőpillanatban adott energiaszintről (pl. alapállapotból) kiinduló atom t idő elteltével milyen állapotba kerül, ha adott intenzitású és rezgésszámú fénysugárral világítjuk meg. Ezáltal előreláthatjuk a megvilágítás végén elvégzett energiamérés eredményét is. Az állapotegyenlet tehát így, az atomfizikának megfelelő módon írja le az atomok állapotának időbeli változását, általános értelemben vett mozgását.

A megmaradási tétel

A (6) állapotegyenlet által meghatározott $\psi(x, y, z, t)$ állapotfüggvény adott t pillanatban különböző helyeken különféle értékeket vesz fel, akárcsak a térerősség-komponensek az elektromágneses térben. Mégsem szabad azt gondolnunk,

hogy ψ valamilyen „terménység” szerepét játssza, amelyet pontról pontra kimérhetünk. Ezt elsősorban ψ komplex jellege mutatja (lásd az állapotegyenletben szereplő i -t). Mint alább látni fogjuk, bizonyos ψ -ből levezetett kifejezéseknek mégis elég szemléletes fizikai jelentése van.

A

$$\frac{\partial \psi}{\partial t} = -\frac{i\hbar}{4\pi m} \left(\frac{\partial^2 \psi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \psi}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \psi}{\partial z^2} \right) - \frac{2\pi i}{h} V(x, y, z) \psi \quad (11)$$

állapotegyenlet egy $w = u + iv$ alakú komplex kifejezés zérus voltát fejezi ki, következésképp zérus ennek komplex konjugáltja, $w^* = u - iv$ is. Tehát

$$\frac{\partial \psi^*}{\partial t} = \frac{i\hbar}{4\pi m} \left(\frac{\partial^2 \psi^*}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \psi^*}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \psi^*}{\partial z^2} \right) + \frac{2\pi i}{h} V(x, y, z) \psi^* \quad (12)$$

Szorozzuk meg a (11) egyenletet ψ^* -gal, (12)-t ψ -vel és adjuk őket össze. A szorzat differenciálási képletét felhasználva kapjuk:

$$\frac{\partial \varrho}{\partial t} + \frac{\partial j_x}{\partial x} + \frac{\partial j_y}{\partial y} + \frac{\partial j_z}{\partial z} = 0,$$

azaz

$$\frac{\partial \varrho}{\partial t} + \operatorname{div} \vec{j} = 0, \quad (13)$$

ahol

$$\varrho = \psi^* \psi, \quad j_x = \frac{i\hbar}{4\pi m} \left(\frac{\partial \psi^*}{\partial x} \psi - \psi^* \frac{\partial \psi}{\partial x} \right) \text{ stb.} \quad (14)$$

Ez olyan egyenlet, ami valamilyen mennyiség megmaradását írja le. (Hasonló egyenlet írja le az áramlástanban a tömeg, az elektromosságtanban a töltés megmaradását.) Integráljuk (13)-at valamilyen τ térfogatra. (F ennek határfelülete.) A vektorszámítás Gauss-tételét felhasználva kapjuk:

$$-\frac{d}{dt} \int_{\tau} \varrho d\tau = \int_F \vec{j} \cdot d\vec{F}. \quad (15)$$

Látható módon $\int_{\tau} \varrho d\tau$ valamilyen entitás τ térfogatban levő mennyiségét jelenti. Ez csak akkor csökken, ha a határfelületen át j sűrűségű kiáramlás történik. Ha a τ térfogatot az egész térre kiterjesztjük, ψ -nek a végtelenben való eltűnése miatt (lásd pl. az (1) alakot) j a határfelületen zérus, ezért

$$\int_{\infty} \varrho d\tau = \text{const.} \quad (16)$$

Az állapotegyenletből levezetett (13) egyenletet valamiféle értelemben most is az anyagra vonatkozó megmaradási tételnek tekinthetjük. Schrödinger eredeti feltevése szerint ϱ az elektron tér-

fogategységben levő „anyagmennyiségét” (mondjuk tömeg- vagy töltésmennyiségét), j pedig az 1 cm^2 felületen időegység alatt átáramló anyagmennyiséget jelenti. $\int \rho d\tau$ az elektron teljes anyagmennyisége, ez (16) szerint állandó, amint annak lennie is kell. Ha az elektron teljes anyagmennyiségét egységnyinek választjuk,

$$\int_{-\infty}^{\infty} \rho d\tau = \int_{-\infty}^{\infty} \psi^* \psi d\tau = 1 \quad (17)$$

lesz. Mivel a (6) állapotegyenlet ψ -ben és deriváltjaiban lineáris, a megoldásnak alkalmasan választott állandóval való végiszorzása révén elérhető, hogy a (17) normálási feltétel teljesüljön.

Ha az elektron energiasajátállapotban van (pl. meghatározott atomi energiaszinten tartózkodik), (7) alapján az anyagsűrűség

$$\rho = \psi^* \psi = \varphi^* \varphi = |\varphi(x, y, z)|^2, \quad (18)$$

időtől független, stacionárius eloszlást mutat. Ez egyszersmind időben változatlan töltéssűrűséget is jelent. Mivel ilyen töltéssűrűség nem sugároz, érthetővé válik az energiasajátállapot tartós jellege.

A klasszikus mechanika, mint határeset

$|\psi|^2$ -nek az elektron anyagsűrűségével való azonosítása azt jelenti, hogy az elektront nem pontszerűnek tekintjük, hanem véges térrészben

folytonosan eloszlott, „elkent” felhőszerű képződménynek. A kvantummechanika tehát nem a klasszikus tömegpont élesen meghatározott $x(t)$ koordinátaival és $v(t)$ sebességével írja le az elektront, hanem az áramlástanban is szokásos ρ anyagsűrűséggel és $v = j/\rho$ sebességeloszlással. Tudjuk azonban, hogy a klasszikus mechanika (2) mozgástörvényének is van valóságtartalma. Az elektroncsőben, katódsugárcsőben mozgó elektron esetében jó eredményekre jutunk, ha az elektront tömegpontnak tekintjük és rá Newton (2) mozgástörvényét alkalmazzuk. Tisztáznunk kell, hogy ez miként egyeztethető össze a kvantummechanikai mozgásleírással.

Az elkent elektron nem lokalizálható egy pontra, hiszen ψ véges térrészen különbözik zérustól. Bevezethetjük azonban az elektron helyzetének szummatórikus jellemzésére a tömegközéppont fogalmát. A tömegközéppont koordinátája \bar{x} sűrűségfüggvénnyel leírt anyageloszlás esetén

$$\bar{x}(t) = \int_{-\infty}^{\infty} x \rho d\tau = \int_{-\infty}^{\infty} x \psi^*(x, t) \psi(x, t) dx. \quad (19)$$

(Egyszerűség kedvéért egy egyenes mentén történő mozgásra korlátozódunk. Ekkor egyetlen x -koordináta használata elegendő.) Határozzuk meg az állapotegyenlet alapján a tömegközéppont mozgástörvényét. (11) és (12) felhasználásával a tömegközéppont sebessége

$$\begin{aligned} \frac{d\bar{x}}{dt} &= \int_{-\infty}^{\infty} \left(x \frac{\partial \psi^*}{\partial t} \psi + x \psi^* \frac{\partial \psi}{\partial t} \right) dx = \frac{i\hbar}{4\pi m} \int_{-\infty}^{\infty} \left(x \frac{\partial^2 \psi^*}{\partial x^2} \psi - x \psi^* \frac{\partial^2 \psi}{\partial x^2} \right) dx = \\ &= \frac{i\hbar}{4\pi m} \int_{-\infty}^{\infty} \left[\frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{\partial \psi^*}{\partial t} x \psi - \psi^* \frac{\partial(x\psi)}{\partial x} \right) + 2 \psi^* \frac{\partial \psi}{\partial x} \right] dx = \frac{-i\hbar}{2\pi m} \int_{-\infty}^{\infty} \psi^* \frac{\partial \psi}{\partial x} dx. \end{aligned} \quad (20)$$

(Felhasználtuk, hogy az első tag kiintegrálható és hogy $\psi(\pm\infty) = 0$.)

Számítsuk ki az elektron tömegének és tömegközéppontja gyorsulásának szorzatát.

$$\begin{aligned} m \frac{d^2 \bar{x}}{dt^2} &= -\frac{i\hbar}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \left(\frac{\partial \psi^*}{\partial t} \frac{\partial \psi}{\partial x} + \psi^* \frac{\partial^2 \psi}{\partial t \partial x} \right) dx = -\frac{\hbar^2}{8\pi^2 m} \int_{-\infty}^{\infty} \left[\frac{\partial^2 \psi^*}{\partial x^2} \frac{\partial \psi}{\partial x} - \psi^* \frac{\partial^3 \psi}{\partial x^3} \right] dx - \int_{-\infty}^{\infty} \psi^* \psi \frac{\partial V}{\partial x} dx = \\ &= -\frac{\hbar^2}{8\pi^2 m} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{\partial \psi^*}{\partial x} \frac{\partial \psi}{\partial x} - \psi^* \frac{\partial^2 \psi}{\partial x^2} \right) dx - \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\partial V}{\partial x} \rho dx. \end{aligned}$$

Az első tag ismét kiintegrálható és zérust ad. A második tagban a potenciális energia differenciálhányadosa szerepel, ami a klasszikus mechanikából ismert módon az $F(x, t)$ erőt szolgáltatja. A második tag ennek ρ sűrűségeloszlására vett középértéke. Így a tömegközéppont mozgására a következő törvényt kapjuk:

$$m \frac{d^2 \bar{x}}{dt^2} = \bar{F}(t), \quad \text{ahol} \quad \bar{F}(t) = \int_{-\infty}^{\infty} F(x, t) \rho(x, t) dx. \quad (21)$$

Az elektron (vagy más atomi részecske) tömegközéppontja úgy mozog, hogy gyorsulásának a részecske tömegével való szorzata a ható erőnek az anyageloszlásra képezett középértékével egyenlő. Ez Ehrenfest tétele.

Tételezzük fel, hogy az elektron által elfoglalt tartományban (ott, ahol $\rho = |\psi|^2$ számottevően különbözik zérustól) az erő praktikusán állandó. Ilyenkor (21) integrandusában $F(x, t)$ a tömegközéppontban felvett $F(\bar{x}, t)$ értékkel helyettesíthető. Ez az x integrációs változótól független, az integrál elé kiemelhető. (17)-et is tekintetbe véve marad

$$m \frac{d^2 \bar{x}}{dt^2} = F(\bar{x}, t). \quad (22)$$

Ilyenkor tehát a részecske úgy mozog, mintha egész tömege a tömegközéppontba volna lokalizálva és a tömegközéppontban érvényes erő hatására gyorsulna. *Térben lassan változó erő esetére tehát a kvantummechanikai állapotegyenletből sikerült levezetni a klasszikus mechanika, Newton-féle mozgástörvényét.* Ehrenfest tétele azt mutatja, hogy az állapotegyenlet határesetként magában foglalja az egész klasszikus mechanikát. (Érthető tehát, hogy az elektron mozgása makroszkópikus erőterben klasszikusan tárgyalható.) Egyben láthatjuk a klasszikus tárgyalás határait is. Ha az elektronra ható erő gyorsan változik azon a tartományon belül, ahol az állapotfüggvény zérustól különbözik, akkor a klasszikus mechanika használhatatlan. Ez a helyzet például a hidrogénatom esetében: a 10^{-8} cm átmérőjű térrészre elkent elektron belsejében a mag Coulomb-tere igen erősen változik.

Ehrenfest tétele azt mutatja, hogy a klasszikus mechanika és a kvantummechanika nem egymás mellett, a maguk elszigetelt területén érvényes fejezetei a fizikának (mint pl. az elektromosságtan és a hőtan). A kvantummechanika szolgáltatja a részecskék mozgásának általános törvényeit, amelyek a makro- és mikrovilágban egyaránt érvényesek. A klasszikus mechanika ennek olyan közelítése, amely bizonyos (a makrovilágban teljesülő) feltételek mellett jól használható, de más-
kor (a mikrovilágban) alkalmazhatatlan.

Az anyag hullámtermészete

Egy szabad részecske ($V=0$) egyenes mentén történő mozgását a következő állapotegyenlet írja le:

$$\frac{\partial \psi}{\partial t} + \frac{i \hbar}{4\pi m} \frac{\partial^2 \psi}{\partial x^2} = 0. \quad (23)$$

Ennek legegyszerűbb megoldása a következő:

$$\psi = K e^{\frac{2\pi i}{h}(px - Et)}, \quad \text{ahol} \quad E = p^2/2m. \quad (24)$$

(24) a \mathbf{p} impulzusoperátornak és az \mathbf{E} energiaoperátornak egyaránt sajátfüggvénye, p és E a megfelelő sajátértékek:

$$\frac{\hbar}{2\pi i} \frac{\partial}{\partial x} \psi = p \psi, \quad \frac{i \hbar}{2\pi} \frac{\partial}{\partial t} \psi = E \psi.$$

A (24) állapot tehát egy jól meghatározott E energiával és p impulzussal haladó részecskét ír le. A p impulzus és így az E energia tetszőleges értékeket vehetnek fel, tehát a szabad részecske energiasajátértékei nem diszkrét, hanem folytonos sokaságot alkotnak.

A (24) függvény komplex alakban felírt x irányban haladó síkhullámot ír le. (24)-et valós és képzetes részre bontva

$$\psi = K \cos \frac{2\pi}{h}(px - Et) + i K \sin \frac{2\pi}{h}(px - Et).$$

Ha az x helyről átmegyünk az $x + h/p$ helyre, ψ ugyanazt az értéket veszi fel, tehát ψ a térben periodikus, a

$$\lambda = h/p = h/mv \quad (25)$$

periódust nevezzük hullámhossznak. Ha viszont a t pillanatról a $t + h/E$ pillanatra térünk át, szintén ψ azonos értékére jutunk, tehát ψ időben is periodikus. A h/E periódus a rezgésidő, ennek reciproka

$$\nu = E/h \quad (26)$$

a megfelelő rezgésszám. Azt látjuk tehát, hogy meghatározott impulzussal és energiával továbbterjedő részecske állapotfüggvénye egy síkhullám sajátosságait mutatja. A (25) és (26) összefüggések ugyanazok, mint amelyek fotonra is érvényesek. A részecskéhez tartozó λ Broglie-hullámhossz annál kisebb, minél gyorsabban mozog a részecske. Az anyagsűrűség állandó ($\rho = |\psi|^2 = |K|^2$), tehát most szó sincs kis térrészre lokalizált anyageloszlásról. (Ezért (24) esetében nem is érhető el a (17) normálási feltétel fennállása.)

Az a felismerés, hogy az elektron és más atomi részecskék ugyanolyan hullámsajátságokat mutatnak, mint a foton, a kvantumfizika olyan eredménye, mely a klasszikus tömegpont-mechanikával szöges ellentétben áll. A részecskék (24) által leírt állapotát nevezik anyaghullámnak. Louis de Broglie és Erwin Schrödinger az anyag hullámtermését felismerve jutottak el a kvantummechanika állapotegyenletéhez. A Broglie-Schrödinger-féle hullámmechanika és a Heisenberg Dirac-féle operátor-mechanika azonossága csak később tisztázódott.

Említettük, hogy a (6) vagy (23) állapotegyenlet lineáris. Ennek egyik fontos következménye az, hogy két megoldásnak, ψ_1 -nek és ψ_2 -nek az összege, $\psi_1 + \psi_2$ is megoldás, ez is fizikai állapotot ír le. Ezt a felismerést nevezzük a *szuperpozíció elvének*.

Az elv egyik legfontosabb folyománya az, hogy két síkhullám összege, szuperpozíciója is fizikai megoldás. Tekintsük a következő, kísérletileg megvalósítható esetet: Adott sebességű elektronnyaláb által előállított anyaghullámot valamilyen módon kettéválasztunk, majd különböző utak megtétele után újra egyesítjük azt. A találkozó hullámok hullámhossza megegyezik, mozgá-

suk legyen azonos irányú, intenzitásuk legyen egyenlő, a létrehozott útkülönbséget jelölje d . Ekkor a két hullám szuperpozíciójából adódó megoldás

$$\psi = K e^{\frac{2\pi i}{h} [px - Et]} + K e^{\frac{2\pi i}{h} [p(x+d) - Et]}$$

Mi lesz ebben az állapotban a sűrűségeloszlás?

$$\begin{aligned} \varrho &= \psi^* \psi = 2 |K|^2 \left(1 + \cos 2\pi \frac{pd}{h} \right) = \\ &= 2 |K|^2 \left(1 + \cos 2\pi \frac{d}{\lambda} \right). \end{aligned}$$

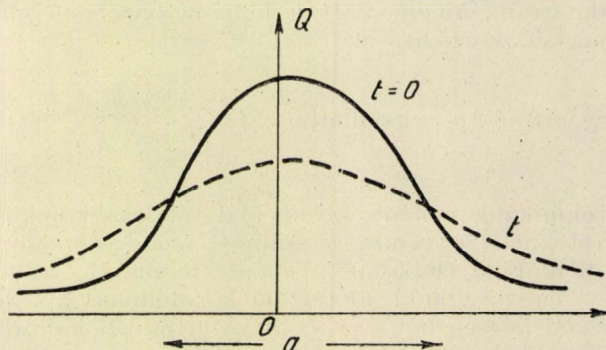
Látható ebből, hogy az eredő hullám intenzitása általában nem az összetevő intenzitások összege, $2|K|^2$, hanem annál kisebb és nagyobb egyaránt lehet: az elektronnyaláb is az *interferencia* jelenségét mutatja. Ha az útkülönbség a hullámhossz egészszámu többszöröse, az intenzitás megnégyszerződik, ha viszont az útkülönbség a hullámhossz fele, teljes kioltás következik be. *Davisson* és *Germer* 1927-ben kísérletileg igazolta az elektronnyaláb interferenciaképességét. (Azóta más részecskék, így neutronok, sőt egész atomok esetében is kimutatták a hullámtermészetet, az interferencia felléptét.) Ez a kísérlet a klasszikus mechanikai természetleírás alapvető hiányosságaira mutatott rá és egyben a kvantummechanika döntő bizonyítékát szolgáltatotta.

A kristályok a különböző hullámhosszúságú sugarakat különböző irányokba térítik el. Ezt Laue a röntgensugarak hullámtermészetének kimutatására használta fel, ma ezt a módszert alkalmazzák neutronok hullámhossz, tehát sebesség szerinti szelektálására. Megfordítva pedig a kristályok szerkezetét nemcsak röntgen-, hanem elektron- és neutron-sugarakkal is tanulmányozzák.

Az anyaghullámok (25) Broglie-féle hullámhosszképletének nagy szerepe van a mikroszkópiában. Tudjuk, hogy egy mikroszkóp a használt fény hullámhosszánál kisebb test részleteit nem képes megmutatni. Így a fénymikroszkóp felbontásának javítása elé korlátot állít az a körülmény, hogy rövid hullámhosszú elektromágneses hullámok (Röntgen-sugarak) fókuszálására egyszerű módszerek nem ismeretesek. Sokkal kedvezőbb a helyzet az anyaghullámok esetében. Elektronnyalábot elektromos és mágneses terekkel minden hullámhossz-tartományban jól tudunk fókuszálni, így az elektronnyalábbal dolgozó *elektronmikroszkóp* felbontóképességének nincs alsó határa. A hullámhossz tetszőlegesen kicsivé tehető, ehhez csak az elektronok sebességét kell a szükséges mértékben megnövelni. Elektronmikroszkóppal nemcsak baktériumok apró részleteit sikerült kinagyítani, hanem legutóbb (több száz millió eV-os elektronnyalábot alkalmazva) a 10^{-12} cm átmérőjű atommagok is a vizsgálható tárgyak körébe kerültek (*nukleáris elektronmikroszkóp*).

A hullámfüggvény valószínűségi értelmezése

A jól meghatározott energiájú és impulzusú részecskeállapot nagy térrészre szétoszlott síkhullámnak felel meg. Egyes részecskék azonban az atomfizikában is térben többé-kevésbé jól lokalizálva végzik mozgásukat. Például a ködkamrában hagyott nyom a klasszikus pálya-fogalmat állítja elénk. Ezért meg kell ismerkednünk az állapotegyenlet olyan megoldásával is, amely térben lokalizált részecskeállapotot ír le.



1. ábra

Áttekinthetőség kedvéért ismét az egydimenziós mozgás esetét tárgyaljuk. Olyan koordináta-rendszert használunk, amelyben a részecske tömegközéppontja a kezdőpontban nyugszik. Ilyen állapotot ír le a (23) állapotegyenlet következő megoldása:

$$\psi(x, t) = \frac{(4/\pi)^{1/4}}{\sqrt{a + i \frac{2\hbar t}{\pi m a}}} e^{-2x^2/[a^2 + 2i\hbar t/\pi m]} \quad (27)$$

Ez az $x = 0$ pontra valóban szimmetrikus. A megfelelő sűrűség eloszlás

$$\varrho(x, t) = \frac{(4/\pi)^{1/2}}{\sqrt{a^2 + 4\hbar^2 t^2/\pi^2 m^2 a^2}} e^{-4x^2/[a^2 + 8\hbar^2 t^2/\pi^2 m^2 a^2]} \quad (28)$$

A $t = 0$ pillanatban érvényes

$$\varrho(x, 0) = \frac{2}{a\sqrt{\pi}} e^{-4x^2/a^2} \quad (29)$$

sűrűségeloszlás „haranggörbe” alakú (1. ábra kihúzott vonala). A sűrűség maximuma az $x = 0$ pontban van. A középponttól távolodva a sűrűség rohamosan csökken, az $x = \pm a/2$ koordinátájú pontokban értéke a maximum e -edrészé. Ezért az elektron által „elfoglalt” térrész hozzávetőleges átmérőjének az a távolságot tekinthetjük. a értékét elég kicsire választva elérhetjük, hogy a (27) állapot a kezdőpillanatban nagy pontossággal lokalizált legyen, így megközelítse a klasszikus mechanikai tömegpont tökéletes lokalizáltságát. Az ilyen jellegű megoldásokat szokás *hullámcsomagnak* nevezni.

Vizsgáljuk meg, miként változik a hullámcsomag-állapot az idő múlásával. A későbbi t pillanatban érvényes sűrűségeloszlás a kezdeti (29)-től csak abban különbözik, hogy az átmérő a helyett

$$a(t) = \sqrt{a^2 + 4\hbar^2 t^2 / \pi^2 m^2 a^2}. \quad (30)$$

Az eloszlás tehát haranggörbe alakú maradt, csak átmérője állandóan nő: a hullámcsomag ellaposodik, szétfolyik (1. ábra szaggatott vonala). Az az időtartam, amely alatt a hullámcsomag mérete megkétszereződik, az

$$a(t) = 2a \quad \text{egyenletből} \quad t = \frac{\pi\sqrt{3}}{2} \frac{ma^2}{\hbar}. \quad (31)$$

Tekintsünk néhány számpéldát. Makroszkópikus testeknél (m gramm, a milliméter nagyságrendű) t -re a Föld életkorát is messze felülmúló, trillió év nagyságrendű időtartamok adódnak. Ez is szemléletesen mutatja, hogy a tartósan lokalizált részecskék létezését feltételező klasszikus mechanika makroszkópikus tárgyak esetében teljesen kielégítő leírást ad. Tekintsünk azonban egy atomon belül lokalizált elektront. Ez legalábbis $a = 10^{-9}$ cm kezdeti pontosságot kíván meg. $m = 10^{-27}$ g, ami behelyettesítés után szétfolyási időre 10^{-18} sec-nál rövidebb értéket ad. A szubatomi méretekben lokalizált elektron tehát észrevehetetlenül rövid idő alatt szétfolyik, elkentsége eléri az atomátmérőt. Ekkor pedig a Coulomb-erőtér olyan nagy mértékben változik a hullámcsomag belsejében, hogy a klasszikus mozgástörvények, klasszikus pálya-fogalom teljesen csődöt mondanak.

A hullámcsomag szétfolyása a kvantummechanika jellegzetes és érdekes eredménye, amelynek meglepő következményei vannak. Végezzünk el egy gondolatkísérletet. Helyezzünk egy jól lokalizált elektront merevfalú doboz közepére. Az idő multával a hullámcsomag egyre jobban szétfolyik, eléri a doboz falait. Válasszuk ezután a dobozt középen behelyezett merev fallal két részre. Ezáltal elértük azt, hogy két doboz jött létre, mindegyikbe az elektron anyagának fele jutott, hiszen bármelyik doboz térfogatra képezzük az $\int \rho d\tau$ integrált, a szimmetria folytán $1/2$ -et kapunk. Az egyik dobozt akár el is távolíthatjuk. A visszamaradt dobozról, azt kellene mondanunk, hogy benne $m/2$ tömeget és $-e/2$ töltést kell találnunk.

Természetesen ilyen eredményre semmiféle kísérlet, semmilyen mérés nem vezethet. Az elektron oszthatatlan elemi részecske, tömegénél kisebb tömeget, töltésénél kisebb töltést soha nem észlelünk, eltekintve a zérus értéktől. Az elektront éppen azért nevezzük *elemi* részecskének, mert oszthatatlanságát kívánjuk hangsúlyozni. A ρ sűrűségfüggvénnyel leírt „elkent elektron” fogal-

ma összeütközésbe került az elektron oszthatatlanságával.¹

Az elkent részecske-felfogásnak és az elemi részecskék oszthatatlanságának alapvető ellentmondása szükségessé tette a *Broglie-Schrödinger*-féle anyag-hullám-értelemezés módosítását. Az állapotfüggvénynek azt a fizikai értelmezését, amely figyelembe veszi az oszthatatlanságot *Max Born*, *Pascual Jordan* és *Niels Bohr* adták meg.

A gondolatkísérlet magyarázatánál nyilvánvalóan helytelen az az értelmezés, hogy $\int |\psi|^2 d\tau$ az

elektron τ térfogatú dobozba jutó anyagmennyiségét írja le, hiszen vagy megtaláljuk a dobozban az egész elektront vagy nem. Ellenben értelmes eredményre jutunk, ha a következőt mondjuk:

$\int |\psi|^2 d\tau$ annak a valószínűsége, hogy az (oszthatatlan) elektront a kiszemelt τ térfogatban megtaláljuk. Ez az állapotfüggvény valószínűségi értelmezése. A valószínűségi értelmezés szerint $|\psi|^2$ nem anyagsűrűséget jelent a klasszikus értelemben, hanem valószínűségi sűrűséget, a térfogategységben való tartózkodás valószínűségének mérőszámát.

Felvetődik a kérdés, mi értelme lehet valószínűségi eloszlásról beszélni akkor, ha az állapotfüggvény egy részecskét ír le, pl. a hidrogénatom esetében vagy a hullámcsomag-megoldásnál? Egy részecskére valóban nem alkalmazható a valószínűség-számítás. Megtehetjük azonban azt, hogy sok hidrogénatomot, sok azonos állapotú elektront tekintünk. Valamilyen módon mindegyik helyét meghatározzuk. A különböző elektronokon elvégzett helymérések eredményei különbözni fognak egymástól, de a mérési eredményeket összevetve kiadódik a $|\psi|^2$ valószínűségi sűrűségeloszlás. Lényegében ezt a kísérletet végezte el *Davissón* és *Germer*. Ugyanazon elektronforrásból kilépő, ugyanolyan gyorsítóterén áthaladt elektronok estek a kristályra. A külső feltételek azonos volta biztosította, hogy az egyes elektronok ψ állapotfüggvényei egyező alakúak voltak. A felfogó ernyő fényképlemez volt, a beeső elektronok egyes ezüstbromid-molekulákat ionizáltak. A sok elektron által együttesen kialakított feketedés azután azt az interferenciaképet mutatta, ami pontosan $|\psi|^2$ -nek felel meg.

A valószínűségi felfogás alapján érthetjük meg azt is, amit az állapotfüggvény az atomban kötött elektron helyzetéről mond. A hidrogénatom alapállapotában (1) és (7) szerint

$$\psi = A e^{-r/r_0} e^{-\frac{i\pi e}{\hbar r_0} t}, \quad (r_0 = \hbar^2 / 4\pi^2 m e^2), \quad (32)$$

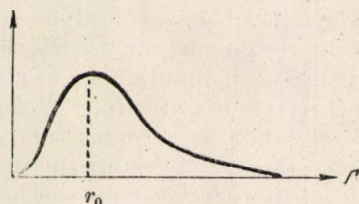
¹ Hogy az ellentmondást felismerjük, nem kell a fenti, kissé mesterkélt gondolatkísérlethez ragaszkodnunk. Ejtsünk gyenge elektronnyalábot kristályra. Elhajlási jelenség jön létre. Ha megadott irányban, szűk térszög alatt észleljük az elektronok érkezését, mindig az elektron anyagának (tömegének, töltésének) tötrészt kellene várnunk, hiszen az egyes elektronokat leíró anyaghullám részei különböző irányokba térülnek el. Fél, harmad, negyed elektronokat azonban még soha nem jelzett egy részecskeszámláló sem.

tehát $\varrho = |A|^2 e^{-2r/r_0}$.

Annak valószínűsége, hogy az elektron és mag távolsága r és $r + dr$ közé essen, ϱ -nak és a dr vastagságú gömbhéj térfogatának szorzata:

$$W(r) dr = \varrho \cdot 4\pi r^2 dr = 4\pi |A|^2 e^{-2r/r_0} r^2 dr.$$

A $W(r)$ radiális sűrűségeloszlás menetét a 2. ábra tünteti fel. A függvény maximuma r_0 távolságban van, r_0 pontosan megegyezik a legbelső Bohr-pálya sugarával. Látható tehát, hogy a Bohr-modell tájékoztató közelítést jelent: a Bohr-féle pályák nem pontos pályák a klasszikus értelemben,



2. ábra

hanem csak a legvalószínűbb tartózkodási távolságot adják meg. Az atomok elektron eloszlásának kísérleti tanulmányozása röntgenelhajlási képek segítségével elvégezhető. Az így kapott eredmények összhangban állnak a kvantummechanikailag kiszámított állapotfüggvény által leírt sűrűségeloszlással.

A kvantummechanika az elektronok és más atomi részek mozgását nem a pontos lokalizációt feltételező pálya-fogalommal írja le, hanem csak valószínűségi kijelentéseket tesz a térbeli helyzetre vonatkozóan. Ez azonban nem jelenti azt, hogy az így szerzett ismeretek nem olyan objektívek, amilyeneket a klasszikus fizikában megszoktunk. Az elektronnalábbal létesített interferenciaképet, az atomok töltésfelhőjének sűrűségeloszlását először elméletileg határozták meg, csak ezután végezték el azokat a kísérleteket, amelyek az elmélet következtetéseit igazolták. Ez is azt mutatja, hogy a bizonyos esetekben valószínűségi törvényekkel dolgozó kvantummechanika éppúgy a természet objektív törvényeit fejezi ki, mint a klasszikus mechanika, sőt annál tökéletesebb leírást ad, hiszen a jelenségek szélesebb körét öleli fel. (Nem szabad azt gondolnunk, hogy a kvantummechanika kijelentései mind statisztikus jellegűek, amelyek csak sok elektronon elvégzett mérés-sorozattal ellenőrizhetők. A kvantummechanika megadja a hidrogénatom energiájának lehetséges értékeit is. Hogy az atom egyetlen elektronjának energiája mindig ezen értékek egyikével egyezik meg, hogy az alapállapotú atom ionizációs energiája mindig $-13,5$ eV, az egyetlen elektronra vonatkozó törvényszerűség leszögezése.)

A fizikai mennyiségek mérése

Hajtsunk végre a ψ állapotban levő rendszeren valamilyen fizikai mérést. Az eredmény feltétlenül a megmért mennyiség (energia, impulzus,

impulzusmomentum stb.) valamelyik sajátértéke lesz. Ha a ψ állapotfüggvény történetesen az A operátor által reprezentált mennyiség valamelyik sajátfüggvényével egyezik meg, $\psi(t) = \varphi_n$, az elvégzett mérés biztosan a megfelelő k_n sajátértékre vezet.

$$A\varphi_n = k_n\varphi_n.$$

Előfordulhat azonban, hogy ψ nem egyezik meg egyik sajátértékkel sem. Ez a helyzet pl. a (27) hullámsomag-megoldásnál: az sem az impulzusnak, sem az energiának nem sajátfüggvénye. Kérdés, mit lehet mondani ekkor ψ ismeretében a mérés kimenetelére vonatkozólag?

Bármely ψ állapotfüggvény előállítható a sajátfüggvények szuperpozíciójaként.²

$$\psi = \sum_n c_n \varphi_n. \quad (33)$$

Ha a ψ sajátállapot, a (33) kifejtésben szereplő együtthatók közül csak egy, mondjuk c_n különbözik zérustól: $c_n = 1$, $\psi = \varphi_n$. Ekkor biztosan tudjuk, hogy a mérés a k_n eredményre vezet. Kevert állapotban (így nevezzük azokat, amelyek nem sajátállapotok) ilyen egyértelmű kijelentés nem tehető, csak a következőt mondhatjuk: A ψ állapotban az a φ_n sajátállapot van „erősebben” képviselve, amelynek kifejtési együtthatójából képezett $|c_n|^2$ kifejezés nagyobb. Fel kell tételeznünk, hogy az ennek megfelelő k_n sajátérték mérési eredményként való nyerése is valószínűbb. Ezekután annak valószínűségüül, hogy a rendszeren elvégzett mérés a lehetséges sajátértékek közül éppen k_n -et szolgáltatja, a

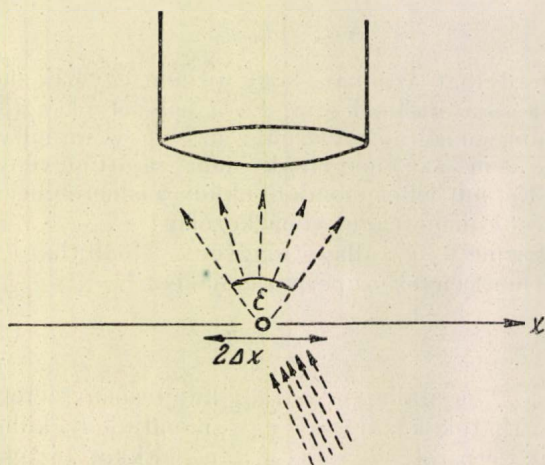
$$W(k_n) = |c_n|^2$$

kifejezést fogadjuk el. Ez a kvantummechanika *fizikai mérésekre vonatkozó alaptörvénye*. A törvény a ψ állapotfüggvény centrális jelentőségét mutatja: az nemcsak a részecske helyére vonatkozó ismereteket nyújt, hanem felvilágosítással szolgál a részecske minden jellemző adatára, a ψ állapotban levő fizikai rendszeren elvégzett bármely mérés várható eredményére vonatkozóan is. A ψ állapotfüggvény kvantummechanikai értelemben teljes állapotleírást ad. Az elmélet a fizikai mérések várható eredményére vonatkozólag csak valószínűségi kijelentéseket tesz. (Ezt az előző szakaszban a helymeghatározás speciális példáján láttuk.) Egyedüli kivétel az, amikor a rendszer állapota sajátállapot. Ekkor a mérés eredménye biztosan a megfelelő sajátérték.

Kevert állapotban levő atomnál nem beszélhetünk az energia vagy más mennyiség pontos értékéről, mert a mérés eredménye többféle lehet. Kérdezhetjük azonban, hogy mekkora a kérdéses mennyiség középértéke? Ez alatt a következőt értjük: Sok egymástól független, de azonos ψ állapotban levő rendszeren elvégezzük a mérést

² Ez azon tétel következménye, hogy egy hermitikus operátor sajátfüggvényei teljes függvényrendszert alkotnak.

és a kapott eredmények számtani közepét képezzük. A kérdéses mennyiség ψ állapotban vett értéke alatt értjük ezen számtani közép határértékét, ha a mérések számát minden határon túl növeljük.



3. ábra

Tételezzük fel, hogy N számú mérés közül N_n alkalommal adódik ki a k_n érték. Ekkor \bar{A} középértéke

$$\begin{aligned}\bar{A} &= \lim_{N \rightarrow \infty} \frac{\sum_n k_n N_n}{N} = \sum_n k_n \lim_{N \rightarrow \infty} \frac{N_n}{N} = \\ &= \sum_n k_n W(k_n) = \sum_n k_n |c_n|^2.\end{aligned}\quad (34)$$

Sajátállapotban $c_n = 1$, $c_m = 0$ ($m \neq n$), tehát $\bar{A} = k_n$. Kevert állapotban azonban a mérési eredmények az \bar{A} középérték körül szóródnak. A mérési szórás jellemzésére vezessük be a középhibát, mely a $(k_n - \bar{A})^2$ szórásnégyzet átlagának négyzetgyöke:

$$(\Delta A)^2 = \sum_n (k_n - \bar{A})^2 W(k_n) = \overline{(A - \bar{A})^2}. \quad (35)$$

Sajátállapotban a ΔA középhiba zérus, kevert állapotban zérustól különbözik. Minél távolabb vagyunk a sajátállapotoktól, annál nagyobb a mérési középhiba, annál bizonytalanabb a mérés várható eredménye.

A határozatlansági összefüggés

A hidrogénatom (32) alapállapota az energiának sajátállapota, de az impulzusnak már nem. Az elektronon elvégzett energiamérés egyértelmű eredményre vezet, de az impulzus a zérus érték körül szórást mutat. Olyan állapotok nem léteznek, amelynél egyidejűleg minden fizikai mennyiség

pontos értéket vesz fel, amelynél az összes mérés középhibája zérus lenne. Ennek oka abban rejlik, hogy közös sajátállapotai csak egymással felcserélhető operátoroknak vannak. Legyen ugyanis φ az A -nak és B -nek egyaránt sajátfüggvénye. Ekkor

$$A\varphi = a\varphi, \quad B\varphi = b\varphi,$$

tehát

$$(AB - BA)\varphi = (ab - ba)\varphi = 0.$$

A mondottakból következik, hogy egymással fel nem cserélhető operátorok által leírt fizikai mennyiségeknek [(I. 15) szerint ilyen pl. a helykoordináta és impulzus] nem létezhet közös sajátállapota, melyben mindkét mennyiség élesen meghatározott értéket venne fel. A középhibák nem tehetők egyidejűleg zérussá, sőt igaz az is, hogy a középhibák szorzata nem szorítható le egy adott alsó korlát alá. Heisenbergnek a koordináta- és impulzus középhibájának szorzatára a következő egyenlőtlenséget sikerült levezetnie az (I. 15) felcserélési törvény alapján:³

$$\Delta x \cdot \Delta p \geq h/4\pi. \quad (37)$$

Ez a Heisenberg-féle határozatlansági összefüggés. Figyelemre méltó körülmény, hogy a jobboldalon a részecske állapotától független univerzális állandó szerepel, tehát a koordináta és impulzus egyidejű mérésénél a középhibák szorzatának abszolút alsó korlátja van. A makrofizikában ez az elvi határozatlanság mérhetetlenül kicsiny. Ha pl. egy 5 g tömegű golyó helyét 1 mikron $= 10^{-4}$ cm pontossággal megadtuk, a sebesség határozatlansága $\Delta v \geq h/4\pi m \Delta x = 10^{-24}$ cm sec⁻¹. Az elvi határozatlanságot a mérések gyakorlati pontatlansága messze felülmúlja. Más a helyzet az atomfizikában. Ha egy elektront próbálunk az atom belsejében lokalizálni, $\Delta x < 10^{-8}$ cm hibát engedhetünk csak meg. Ez viszont $\Delta v \geq 500$ km/sec⁻¹ sebességhatározatlanságot von maga után. Ha az elektron helyét egy pillanatban mérésel meg is határoztuk, mégis igen rövid időn belül elveszítjük a részecskét szemünk elől, ezért nem lehet szó atomon belüli mozgásának nyomonkövetéséről. Ugyanezt az eredményt fejezte ki a hullámcsomag szétfolyása, amiről az előző szakaszban volt szó.

A határozatlansági összefüggés alapján több elméleti számítással nyert eredményünket új oldalról világíthatjuk meg. Az (I. 25) képletben figyelemre méltónak találtuk azt a következtetést, hogy a rezgő részecske energiája nem lehet $h\nu/2$ -nél kisebb. Az

$$E = \frac{p^2}{2m} + 2\pi^2 \nu^2 x^2$$

oszcillátor-energia zérus csak akkor lehetne, ha $p = 0$ és $x = 0$ volna, ez ellentétben áll a hatá-

³ A levezetést a Függelékben ismertetjük.

rozatlansági összefüggéssel. Ha $\bar{p} = 0$ és $\bar{x} = 0$ középtértékeket tételezünk is fel, e körül az impulzus- és helykoordináta értékek szórnak. A minimális energia kifejezése tehát

$$E_0 = \frac{1}{2m} (\Delta p)^2 + 2\pi^2 \nu^2 (\Delta x)^2. \quad (38)$$

Harmonikus rezgőmozgásnál klasszikusan $x = a \sin 2\pi \nu t$, $p = m \dot{x} = 2\pi \nu m a \cos 2\pi \nu t$, tehát $\bar{p}^2 = (2\pi \nu m)^2 \bar{x}^2$ és $\Delta p = 2\pi \nu m \Delta x$. Ezt a határozatlansági összefüggés által adott optimális $\Delta p \cdot \Delta x = h/4\pi$ esettel összevetve kapjuk:

$$\Delta x = \sqrt{h/8\pi^2 \nu m}, \quad \Delta p = \sqrt{m h/2}, \quad (39)$$

amit (38)-ba írva valóban a minimális energia $h\nu/2$ értékére vezetnek. Az E_0 zéruspontenergia tehát a határozatlansági összefüggéssel kapcsolatos: a (39) koordináta- és impulzus-bizonytalansággal jellemzett állapot jelenti az oszcillátornál a „nyugalom” kvantummechanika által megengedett legjobb közelítését. A zéruspontenergiát létrehozó *zéruspontrezgés* kísérleti kimutatása lehetséges. A fajhő tárgyalásánál láttuk, hogy a szilárd anyag kristályrácsában kötött atomok oszcillátornak tekinthetők. A határozatlansági összefüggés szerint ezek az atomok még alacsony hőmérsékleten sem lehetnek teljes nyugalomban, hanem a (39) által jellemzett zéruspontrezgést végzik. A rezgést a röntgen-sugárral végzett elhajlási kísérletek igazolták: az elhajlási kép mély hőmérsékleten is bizonyos mértékig rendezetlen, elmosódott, rezgő atomokból álló rácstra jellemző jeleget mutatott.⁴

Hasonló ok akadályozza meg a hidrogénatomban nagyon kis magtávolságú, nagy negatív energiájú elektronpályák kialakulását. r csökkenésével Δx csökken, így Δp és vele a kinetikus energia középtérteke olyan erősen nő, hogy ellensúlyozza a negatív Coulomb-potenciál összehúzó hatását.

Heisenberg a határozatlansági összefüggést több gyakorlati példával illusztrálta. Ezek alkalmasak arra, hogy jobban rávilágítsanak az összefüggés fizikai tartalmára. Legismertebb a mikroszkóp-példa. Említettük, hogy a mikroszkóp felbontóképesége elé a használt fény λ hullámhossza elvi határt állít. Két pont akkor választható szét, ha távolságuk,

$$\Delta x \geq \frac{\lambda}{\sin \varepsilon/2}. \quad (40)$$

ε a használt fénysugár nyílásszöge. λ csökkentésével a felbontóképeség javítható, miként arról az anyaghullámokkal kapcsolatban beszéltünk. A hullámhossz csökkentése viszont a vizsgált tárgy mérés utáni impulzusát teszi határozatlanná. Ahhoz, hogy a tárgyról fény jusson a mikroszkópba, legalább egy foton szükséges. A tárgy-

lencsét a foton akkor éri el, ha iránya a lencse tengelyétől $\varepsilon/2$ szögnél jobban nem tér el. A foton impulzusa h/λ , tehát a tárgyon szórt foton impulzusának x -komponense

$$-\frac{h}{\lambda} \sin \frac{\varepsilon}{2} \leq p_x \leq \frac{h}{\lambda} \sin \frac{\varepsilon}{2}$$

határok közé esik. A foton beesési iránya adott volt, ezért a szórt foton impulzusának határozatlansága a szóró tárgy impulzusának ugyanilyen mértékű határozatlanságát eredményezi:

$$\Delta p_x = \frac{h}{\lambda} \sin \frac{\varepsilon}{2}. \quad (41)$$

(40) és (41) egybevetéséből:

$$\Delta x \cdot \Delta p_x \geq h.$$

Hasonló elemzés elvégezhető minden hely- és sebességmérésnél. A két mennyiség mérése szükségszerűen zavarja egymást, oly módon, hogy a középhibák szorzata feltétlenül a (37) által megadott korlát felett marad.⁵

A Függelékben adott levezetés mutatja, hogy a (37) határozatlansági összefüggés az (I. 15) felcserélési törvény közvetlen következménye. *Az impulzus és helykoordináta operátorának fel nem cserélhető voltáról számot adó Heisenberg-féle felcserélési törvény tehát azt a kvantumfizikára jellemző szoros korrelációt fejezi ki, amely atomi részecskék mozgásánál a helykoordináta és impulzus közt fennáll, és amely többek közt korlátot állít e két mennyiség egyidejűen végrehajtható pontos meghatározása elé.*

A határozatlansági összefüggés megengedi a helymérés pontosságának fokozását. Minél rövidebb a használt fény (vagy elektronmikroszkópban az elektronnaláb) hullámhossza, annál pontosabban határozható meg a vizsgált tárgy helye. Mérés után a tárgy állapotát kis kiterjedésű (27) hullámcsomag fogja leírni, az ilyen állapot jól megközelíti a klasszikus részecske-fogalmat. A lokalizáció pontosságát természetesen az impulzus pontatlanná válásával kell megfizetnünk. (Látuk, hogy minél szűkebb a hullámcsomag, annál sebesebb annak szétfolyása.)

Használhatunk olyan mérőberendezéseket, amelyek az impulzus pontos meghatározására alkalmasak (pl. nagyhullámhosszú fénnyel, azaz kisimpulzusú fotonnal dolgozik). Mérés után a tárgy állapota impulzus-sajátállapot lehet, amelynek a (24) sfkhullám-megoldás felel meg: a hullám-sajátságok kerülnek előtérbe. Egyidejűleg eltűnik a térbeli lokalizáltság, háttérbe szorulnak a részecske-tulajdonságok.

Hogy a mérés után a tárgy állapota a klasszikus részecske-fogalomhoz vagy a klasszikus hullámfogalomhoz áll-e közelebb, attól függ, hogy a kérdéses állapotban a helykoordináta vagy az

⁴ A zéruspont-energia létezését a molekulák rezgési színeke is alátámasztja.

⁵ Teljesen hasonló eredmény vezethető le az energia és idő méréseire is, ui. ezek azonos (3) felcserélési törvényeket elégitenek ki.

impulzus hibáját szorítottuk-e le. A lokalizált részecske-állapot és a pontos impulzussal, hullámhosszal leírt anyaghullám-állapot ezek szerint vagylagos, egymást kizáró lehetőségeket képviselnek. Az anyag bizonyos állapotában túlnyomórészt az egyik, más állapotban túlnyomórészt a másik tulajdonság érvényesül. Ezt a felismerést nevezzük a *komplementaritás elvének*.

Nem indokolt azonban a komplementaritás elvének olyan értelmezése, hogy a vizsgált fizikai objektum részecske vagy hullám, attól függően, hogy milyen programmal figyeljük meg. *Az elektron sem a klasszikus fizika részecske-fogalmának, sem a klasszikus fizika hullámfogalmának nem felel meg, hanem saját önálló mozgástörvényeinek van alávetve.* A kvantummechanikai állapotegyenlet által kifejezett törvények idegenek a klasszikus fizika fogalomköre számára.⁶ Az anyaghullám-kép és a tömegpont-kép csak a klasszikus fizikából vett közelítő modellek, amelyekkel a makroszkópikus tárgyak szemléletéhez szokott fizikus az elektron bizonyos állapotait a maga számára szemléltetni szokta. A komplementaritás elvében tehát nem annyira az elektron viselkedését kifejező természettörvényt kell látnunk, hanem azon törekvés megnyilvánulását és korlátainak kifejezőjét, hogy az elektron objektív mikrofizikai sajátosságait makroszkópikus fogalmakkal leírjuk. A határozatlansági összefüggés a klasszikus fizikai tárgyalás kvantitatív korlátait adja meg.

Függelék

A határozatlansági összefüggés levezetése

Fejtsünk ki egy tetszőleges ψ állapotfüggvényt a sajátfüggvények szerint:

$$\psi = \sum_n c_n \varphi_n, \quad (42)$$

ahol a φ_n sajátfüggvények

$$\text{normáltak: } \int_{-\infty}^{\infty} \varphi_n^* \varphi_n dx = 1; \quad (43)$$

$$\text{és ortogonálisak: } \int_{-\infty}^{\infty} \varphi_m^* \varphi_n dx = 0, \text{ ha } n \neq m.$$

(Egyszerűség kedvéért megint egy szabadsági fokú mozgást tekintünk.) Szorozzuk (42)-t φ_n^* -gal és integráljunk az egész tartományra. (43) figyelembevételével kapjuk:

$$c_n = \int_{-\infty}^{\infty} \varphi_n^* \psi dx. \quad (44)$$

Ezt felhasználva a (35) középérték ilyen alakban is felírható:

$$\bar{A} = \int_{-\infty}^{\infty} \psi^* \mathbf{A} \psi dx. \quad (45)$$

Ez könnyen igazolható, ui. ha φ_n -ek az \mathbf{A} sajátfüggvényei, $\mathbf{A} \varphi_n = k_n \varphi_n$, (42)-nek (43)-ba való behelyettesítésével kapjuk:

$$\int_{-\infty}^{\infty} \psi^* \mathbf{A} \psi dx = \int_{-\infty}^{\infty} \sum_m c_m^* \varphi_m^* \cdot \mathbf{A} \sum_n c_n \varphi_n dx = \sum_m \sum_n c_m^* c_n k_n \int_{-\infty}^{\infty} \varphi_m^* \varphi_n dx = \sum_n c_n^* c_n k_n = \bar{A}.$$

A koordináta és impulzus középpontjának négyzete (35) szerint az $(\mathbf{x} - \bar{\mathbf{x}})^2$ és $(\mathbf{p} - \bar{\mathbf{p}})^2$ négyzetes eltérések középértéke, tehát a középértékképzés (45) szabálya szerint

$$(\Delta x)^2 = \int_{-\infty}^{\infty} \psi^* (x - \bar{x})^2 \psi dx, \quad (\Delta p)^2 = \int_{-\infty}^{\infty} \psi^* \left(\frac{h}{2\pi i} \frac{d}{dx} - \bar{p} \right)^2 \psi dx = \int_{-\infty}^{\infty} \psi^* \left(-\frac{h^2}{4\pi^2} \frac{d^2}{dx^2} - \frac{2\bar{p}h}{2\pi i} \frac{d}{dx} + \bar{p}^2 \right) \psi dx. \quad (46)$$

Vezessük be a következő jelöléseket:

$$u = x - \bar{x}, \quad \chi(u) = e^{-\frac{2\pi i}{h} \bar{p} u} \psi(\bar{x} + u). \quad (47)$$

Ha ψ abszolút négyzetének integrálja egy volt, χ -é is az lesz (és így a végtelenben minden eltűnik). (47)-ből kapjuk:

$$\frac{d\psi}{dx} = \frac{d\psi}{du} \frac{du}{dx} = \frac{d}{du} \left(e^{\frac{2\pi i}{h} \bar{p} u} \chi \right) = \left(\frac{2\pi i}{h} \bar{p} \chi + \frac{d\chi}{du} \right) e^{\frac{2\pi i}{h} \bar{p} u}, \quad \frac{d^2\psi}{dx^2} = \left(-\frac{4\pi^2}{h^2} \bar{p}^2 \chi + \frac{4\pi i}{h} \bar{p} \frac{d\chi}{du} + \frac{d^2\chi}{du^2} \right) e^{\frac{2\pi i}{h} \bar{p} u}.$$

Ezt és a (47) kifejezéseket (46)-ba helyettesítve, a következő egyszerű alakra jutunk:

$$(\Delta x)^2 = \int_{-\infty}^{\infty} \chi^* u^2 \chi du, \quad (\Delta p)^2 = -\frac{h^2}{4\pi^2} \int_{-\infty}^{\infty} \chi^* \frac{d^2\chi}{du^2} du = \frac{h^2}{4\pi^2} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{d\chi^*}{du} \frac{d\chi}{du} du. \quad (48)$$

⁶ Tudjuk, hogy a múlt században az elektromágneses tér fizikai mibenlétének felfogása okozott hasonló nehézségeket. Még Faraday és Maxwell is csak mechanisztikus modellekkel tudta maga számára elképzelhetővé tenni az erőteret. Ma azonban már tisztán áll előttünk, hogy az elektromágneses tér megértéséhez nem a fizika korábban megismert fejezetéből átvett és ezért szemléletesebbnek látszó mechanikai modellek vezetnek el, hanem a tér saját önálló, másra vissza nem vezethető belső törvényeinek megismerése.

(Parciális integrálást hajtottunk végre és figyelembe vettük, hogy $\chi(\pm\infty) = 0$.) Nyilvánvalóan fennáll a következő egyenlőtlenség:

$$\int_{-\infty}^{\infty} |\xi(u) - a\eta(u)|^2 du \geq 0.$$

Mivel egy kifejezés abszolút értékének négyzete a kifejezésnek és komplex konjugáltjának szorzatával egyezik meg,

$$\int_{-\infty}^{\infty} |\xi - a\eta|^2 du = \int_{-\infty}^{\infty} \xi^* \xi du + |a|^2 \int_{-\infty}^{\infty} \eta^* \eta du - a \int_{-\infty}^{\infty} \xi^* \eta du - a^* \int_{-\infty}^{\infty} \xi \eta^* du. \quad (49)$$

Válasszuk $a = \frac{\int_{-\infty}^{\infty} \xi \eta^* du}{\int_{-\infty}^{\infty} \eta^* \eta du}$ és szorozzuk végig (49)-et $\int_{-\infty}^{\infty} \eta^* \eta du$ -val. Kapjuk:

$$\int_{-\infty}^{\infty} \xi^* \xi du \cdot \int_{-\infty}^{\infty} \eta^* \eta du \geq \left| \int_{-\infty}^{\infty} \xi \eta^* du \right|^2.$$

Mivel egy szám abszolút értéke nem lehet kisebb, mint valós részéé és mivel w valós része $(w + w^*)/2$, még inkább igaz, hogy

$$\int_{-\infty}^{\infty} \xi^* \xi du \cdot \int_{-\infty}^{\infty} \eta^* \eta du \geq \left| \frac{1}{2} \int_{-\infty}^{\infty} (\xi \eta^* + \xi^* \eta) du \right|^2. \quad (50)$$

Legyen $\xi = u\chi$, $\eta = d\chi/du$, ekkor a baloldal $(2\pi\Delta x \cdot \Delta p/\hbar)^2$. Mi lesz a jobboldalon? A két tag összevonása után parciálisan integrálunk:

$$\frac{1}{2} \int_{-\infty}^{\infty} \left(u\chi \frac{d\chi^*}{du} + u\chi^* \frac{d\chi}{du} \right) du = \frac{1}{2} \int_{-\infty}^{\infty} u \frac{d}{du} (\chi^* \chi) du = \frac{1}{2} [u\chi^* \chi]_{-\infty}^{+\infty} - \frac{1}{2} \int_{-\infty}^{\infty} \chi^* \chi du = -\frac{1}{2}.$$

Az utolsó lépésben felhasználtuk, hogy χ egyre normált és a végtelenben eltűnik. Mindezt (50)-ben figyelembe véve a

$$\frac{4\pi^2}{\hbar^2} (\Delta x)^2 \cdot (\Delta p)^2 \geq \frac{1}{4}$$

egyenlőtlenségre jutunk, amiből nyomban következik a (37) határozatlansági összefüggés.

Marx György

Egyetemi Elméleti Fizikai Intézet
KFKI Atomfizikai Osztály

Új energiaforrás?

Minekutána a Föld-Hold Egyesült Uránbányászati Vállalat hivatalos jelentése alapján nyilvánvalóvá vált, hogy az energiatermelés céljaira rendelkezésre álló urán- és tóriumkészletek kimerülöben vannak, a Nemzetközi Tudományos Akadémia új energiaforrás feltárására irányuló kutatásokat kezdett. Úgy látszik, hogy a munka eredménnyel kecsegtet és a 6-os rendszámú atomok esetleg szintén felhasználhatók lesznek energiaszabadításra. Az alábbiakban ismertetjük a hivatalos okmányt, amelyet az Akadémia megbízásából O. R. Frisch professzor (Cambridge), a Harwelli Atomkutató Központ munkatársa tett közzé. A közlemény a Chemical and Engineering News folyóiratban (32. kötet 3400. oldalán) látott napvilágot, (2)954. április 1-én.

Nemrég a Föld számos helyén karbon-előfordulásokat (fekete, megkövült növénymaradványokat) fedeztek fel. Ezzel a felfedezéssel egy érdekes energia-termelési lehetőség adódott a maghasadásokon kívül.

Néhány karbon-előfordulási helyen olyan jeleket találtak, melyek azt bizonyítják, hogy a történelem előtti, prehisztorikus emberfajok már ismerték és használták ezt az elemet. Ezek a karbont valószínűleg ékszármazékok előállítására használták és a vallásos ceremóniáknál ezzel festették feketére ábrázataikat.

Az energiaelőállítás lehetősége azon a tényen alapszik, hogy a karbon viszonylag könnyen oxidálódik, miközben magas hőmérséklet áll elő és egyúttal energia is szabadul fel, megközelítőleg 0,0000001 MW grammonként és naponként. Ez magától értetődően nagyon kevés. Azonban nagy karbonkészletek (talán sok millió tonna) lesznek esetleg a közeljövőben feltárhatók.

A legfőbb előny az itt létrehozható reakciónál az, hogy a karbon esetében a kritikus tömeg sokkal kisebb, mint bármilyen hasadó anyagnál. A maghasadási berendezések, mint tudjuk, 50 MW alatt nem gazdaságosak. Egy energiatermelő karbonreaktor azonban gazdaságos lehet olyan kis közösségek (esetleg kis szigetek) számára, amelyek energia-szükséglete csekély.

A karbonreaktorok kifejlesztésénél az alapprobléma az, hogy miként érhető el az oxigénnek az égő elemekhez való szabad, de mégis vezérelhető bevezetése. A karbon—oxigén egyesülési reakció kinetikája sokkal komplikáltabb, mint bármely hasadásé és mindeddig még nem teljesen tisztázott. Fel tudtak már írni egy differenciálegyenletet, amely a reakció lefutását közelítőleg leírja, azonban az exakt megoldás igen nehéznek látszik.

A technikai részleteket illetőleg először felvetették, hogy a reaktor-köpenyt egy átluggatott falú hengerből csinálják, amely lyukakon keresztül a gázalakú égéstermékek eltávozhatnak. Egy koncentrikus belső henger — amely hasonlóan lyukakkal lenne ellátva, — az oxigén hozzávezetésére szolgálna, míg az oxidálódó objektumok a két henger között lennének elhelyezve. A felső és alsó záróréteg szükséges figyelembevételé ugyan nehéz, de nem megoldhatatlan matematikai problémákat jelent.

Feltételezik, hogy az oxidálódó objektumokat könnyebben lehet majd előállítani, mint a hasadási reaktoroknál. Az oxidálódó objektumok különböző rácselrendezési rendszereit számolták már át, s úgy látszik, hogy a legegyszerűbb az lesz, ha ezeket tömör ellipszoid formában készítik el. Az ilyen ellipszoidok legmegfelelőbb nagyságát és a készítésüknél megengedhető toleranciákat idővel majd pontosan kiszámítják. A karbon egy lágy és alkalmas berendezésekkel könnyen megmunkálható anyag, úgyhogy ezen kis ellipszoidok előállítására nem fog nehézséget jelenteni.

Magától értetődően a tiszta oxigén volna a legideálisabb égési közeg. Ez azonban drága. Ezért felvetették, hogy először a közönséges levegőt kellene erre felhasználni. Itt azonban emlékeztetni kell arra, hogy a levegő 78%-ban nitrogént is tartalmaz. Ha ennek a nitrogénnek csak egy kis része is vegyül szénnel, úgy egy magas mérgezési fokú gáz, a cian jöhet létre, amely komoly egészségvédelmi problémát jelent (lásd alább).

Hogy a reakciót beindítsák, viszonylag magas, 520 °C hőmérsékletre van szükség. Ez célszerűen elektromos árammal hozható létre, amelyet a belső és külső hengerek között folytatnának át. A véglemezeknek emiatt szigetelő anyagból kell készülniök, pl. keramikus anyagokból. Néhány ezer amperes elektromos áram és 30 V feszültség ehhez elégséges. Az ehhez szükséges nagy batteriák azonban külön beruházási költségeket igényelnek majd.

Fennáll a lehetőség, hogy a reakciót öngyulladással indítsák, hasonlóan a foszfin és a hidrogén hiperoxid közötti reakcióhoz. Ennek lehetőségét majd még figyelembe kell venni.

Ha a reakció egyszer már megindult, a vezérlést az oxigén-bevezetés szabályozásával lehet megoldani. Ez épp oly egyszerű, mint a vezérlőrudak alkalmazása a szokásos hasadási reaktoroknál.

A reaktor falának magas, lényegesen 550 °C feletti hőmérsékletet kell kibírniök, s mindezt oxigén, nitrogén, széndioxid, szénmonoxid, valamint kismennyiségben kéndioxid gázok, és más, előre még nem ismert tisztátalanságok jelenlétében. Csak kevés fém vagy keramikus anyag tud ilyen feltételeknek megfelelni. Talán a nikkelezett niobium alkalmazása jöhet számításba, vagy pedig közönségesen a tiszta nikkelt lehet erre a célra majd felhasználni. Mint keramikus anyag, mindenképp a thorium-oxid jöhet számításba.

A legnagyobb egészségügyi bántalmak a gázformájú égéstermékek oldaláról fenyegetnek. Ezek nemcsak szénmonoxidot és hasonlóan magas toxicitású kéndioxidot tartalmaznak, hanem egy egész sorát a cancerogen vegyületeknek, mint pl. a fenantren és egyebek. Ezeket egyszerűen a levegőbe kiengetni lehetetlen. Feltétlenül szükséges, hogy a gázformájú égéstermékeket alkalmas tartályokba összegyűjtsék és kémiaiilag detoxikálják. Végezetül lehetőség van arra is, hogy a gázformájú égéstermékeket hidrogénnal keverjék össze és ballonokba töltve a sztratoszférába engedjék. Egyébként is megjegyezzük, hogy az ilyen karbonreaktorok körül a biztonsági zónát több kilométerrel kell majd megnövelni az uránreaktorokhoz viszonyítva.

Bizonyos időközben, talán naponként, a szilárd égéstermékeket is el kell távolítani. Azt a veszélyt, amely ezzel a művelettel jár, könnyen csökkenteni tudjuk távvezérlésű automata-berendezések alkalmazásával. A hulladékokat aztán a tenger mélyére lehet süllyeszteni.

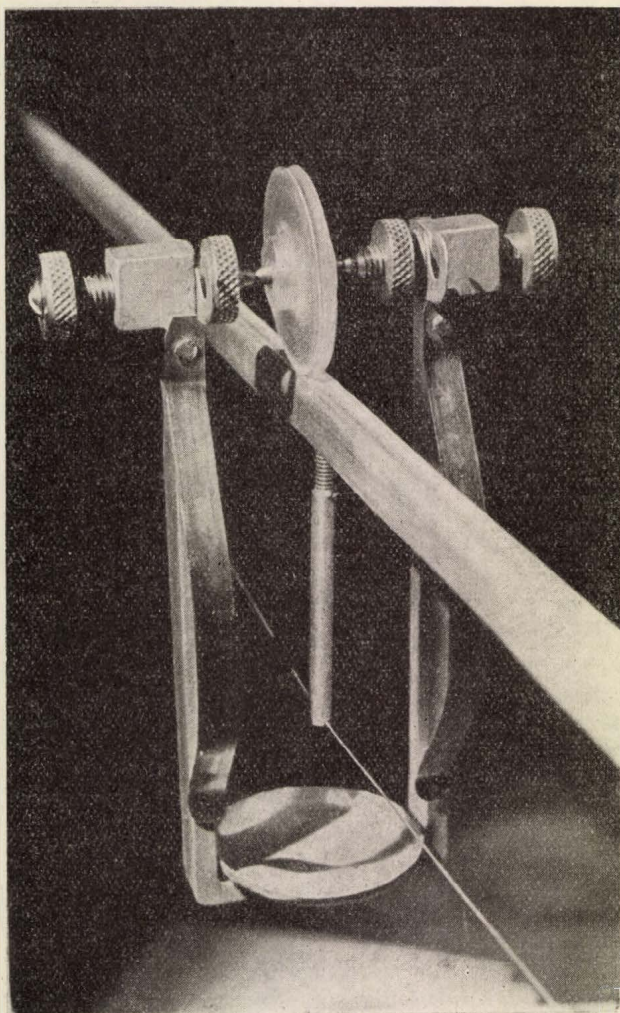
Fennáll a lehetőség, ha ugyan csekély mértékben is, hogy az oxigént bevezető szabályozó rendszer felmondja a szolgálatot és a reaktor vezérelhetlenné válik. Ebben az esetben a reaktor belseje egyszerűen megolvad és hatalmas mennyiségű mérges gáz válik szabaddá. Ez az a nyomós ok, ami a karbon alkalmazása ellen szól és az uránreaktorok javára, amelyeket már sok száz év óta, mint teljesen veszélytelen energiatermelő berendezéseket ismerünk. Valószínűleg még néhány évtized eltelik, amíg elég megbízható vezérlőrendszert sikerül kifejleszteni és ezzel megoldani azt a gondot, amelyet az emberiség biztonsága a tudományra bízott.

(Fordította: Zámori Zoltán.)

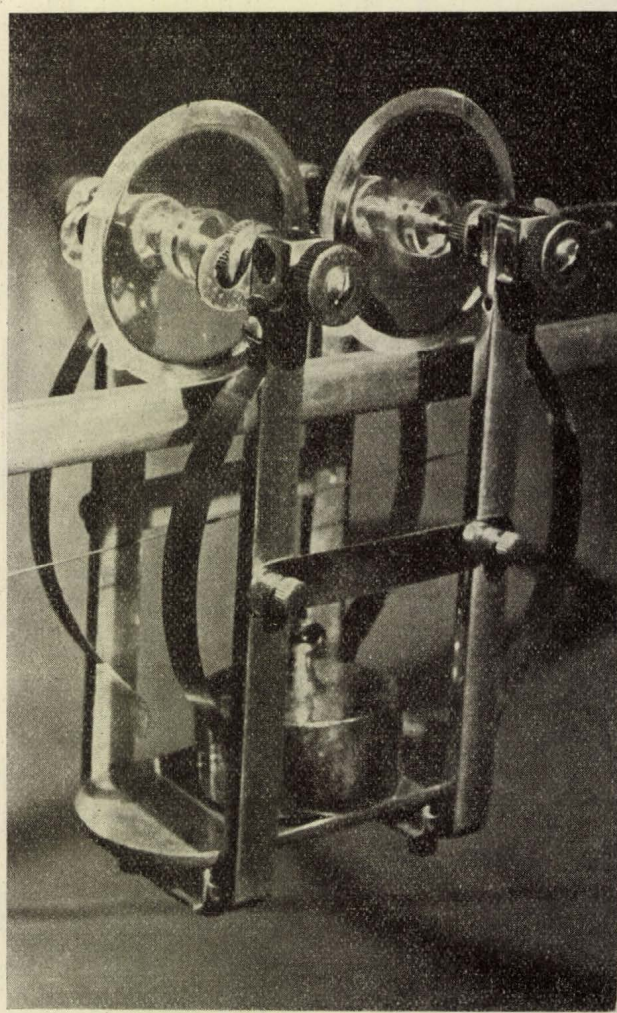
A demonstrációs csille

A newtoni erőtvénnyel kapcsolatban több didaktikai probléma merült már fel és nyert többé-kevésbé szerencsés megoldást. Ilyenek a tömeg fogalmának bevezetése, a mértékrendszerek kérdése, a súlyos és tehetelen tömeg stb. A newtoni axiómatika elmélyítésére is volt több tanul-

reláció elfogadható mérőkísérlete hiányoznék középiskoláinkból csak azért, mert az abronszkészüléken kívül egyetlen errevaló eszköznek sincs megfelelő mechanikai hatásfoka. Tudott dolog, hogy a gyorsulásnak a tömeggel való fordított arányosságát elfogadhatóan kimutatni a



1. ábra



2. ábra

ságos alkalom. (L. Marx György előadását és az általa vezetett B. P. T. I. ankét anyagát.)

Itt most az erőtvény demonstrációjával kapcsolatban a kiskocsi kísérlet olyan változatát mutatjuk be, mely mechanikai hatásfok szempontjából a mérőkísérlet magasabb igényeit is kielégíti. Nincs ugyanis véleménykülönbség abban, hogy az erőtvény mérőkísérleténél a középiskolában feltétlenül igényesnek kell lenni. Nem

tartható fenn tovább az az állapot, hogy az $a = \frac{P}{m}$

gyakorlatban egyetlen rendelkezésre álló eszközzünkkel sem sikerül, mert a közönséges kiskocsi és más konstrukciók e tekintetben nem megfelelők.

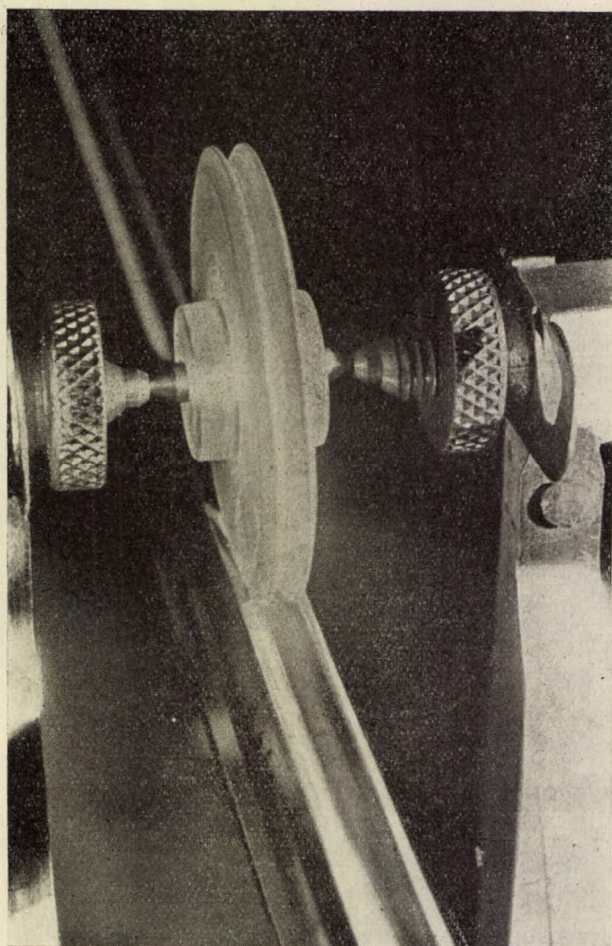
Használható ellenben a csilleszerűen kiképzett egy vagy kétkerekű kiskocsi (1. és 2. ábra) amely homorúan vágott alumínium rúdon mozgatható (3. ábra). Hogy előrehaladás közben oldalkitérései ne legyenek, az egyetlen kerék hornyolt vagyis kétélű (3. ábra).

A demonstrációs csillével elérhető eredmények hasonlóak az abronszkészülékéhez, és a szorítócsavarok finombeállítása esetén az eszköz mechanikai

hatásfoka elérheti a 85–90%-ot. A kocsí megállítására rugós ütköző és meghajlított szalagrugó szolgál (1. és 5. ábrák). A kapható mérési eredmények közül az erőtvénnyre és az energia megmaradására vonatkozó adatait egykerekű csillére itt adjuk:

Tömeg	$m = 82 + 1 + 1 + 1 =$ = 85 gr	$82 + 1 + 2 =$ = 85 gr	$82 + 3 =$ = 85 gr	$2 m =$ = $82 + 85 + 3 =$ = 170 gr	$3 m =$ = $82 + 170 + 3 =$ = 255 gr	
P	Erő	1 gsúly = = 981 din	2 gsúly = = 1962 din	3 gsúly = = 2943 din	3 gsúly = = 2943 din	gsúly din
s	Út	100	100	100	100	cm
t	Idő	4,3	3	2,5	3,6	sec
$a = \frac{2s}{t^2}$	Gyorsulás	10,8	22,2	32	15,4	cm/sec ²

A mozgatóerő többszörözéséhez szükséges súlyokat itt is a kocsirol vesszük le. Mivel a kb. 1,8 m hosszú sín-pálya önsúlyánál fogva közepén kissé behajlik,



3. ábra

ezért a pálya közepén alul egy beljebb és kiejebb csavarható rudacskára merevítő drót van kifeszítve úgy, hogy a drót két vége a pálya két végéhez

csatlakozik (1. és 4. ábra). A drót feszültségének változtatásával a pálya egyenesre szabályozható. A sín-pálya két vége Bunsen-állványba fogható. A pálya akkor vízszintes, ha a csille kis bökésre sem marad mozgásban sem az egyik sem a másik irányban. Ajánlatosabb mégis egy vízszintező

használata. A meghajtáshoz az abroncskészülék finomságát használhatjuk.

Az energiatétel (megmaradási elv) mérőkísérlete:

P	Mozgató erő	2 gs = 1962 din	Gsúly din
P_1	Súrlódási erő	0,3 gs = 294,3 din	din
s	Út	100	cm
t	Idő	3,2	sec
$L_b = P \cdot s$	Befektetett munka	$1962 \cdot 100 = 196\ 200$	din · cm
$L_s = P_1 \cdot s$	Súrlódási munka	$294,3 \cdot 100 = 29\ 430$	din · cm
$L_b - L_s$	Energiává alakuló m.	$196\ 200 - 29\ 430 =$ = 166 770	din · cm
$v = \frac{2s}{t}$	Végsebesség	$200 : 3,2 = 62,5$	cm/sec
m	Mozgatott tömeg	$83 + 2 = 85$	gr
$\frac{1}{2} mv^2$	Mozgási energia	$\frac{85}{2} \cdot 62,5^2 = 166\ 016$	din · cm

Az energiatétel mérőkísérletében azt igazoljuk, hogy a mozgató súlyerőnek egy útszakaszon végzett munkája a kocsinak az útszakasz végére nyert mozgási energiájával egyenlő. A mozgási energiává alakuló munka azonban a súrlódási munkával kevesebb, mint a súlyerő munkája. A súrlódási munka meghatározása céljából megmérjük a súrlódási erőt, vagyis megkeressük a legkisebb súlyerőt, amelynél a csille kis bökésre egyenletes mozgásnak indul. Ezt az erőt a gyorsuló szakasz hosszával szorozva kapjuk a súrlódási munkát.

Mondottuk, hogy a csille lehet kétkerekű is. Ez esetben a csille oldalkitérésektől teljesen mentes és így teljesen iránytartó, használata tehát kényelmesebb. Súrlódása valamivel nagyobb, de mechanikai hatásfoka így is 85% körül van. Egyébiránt

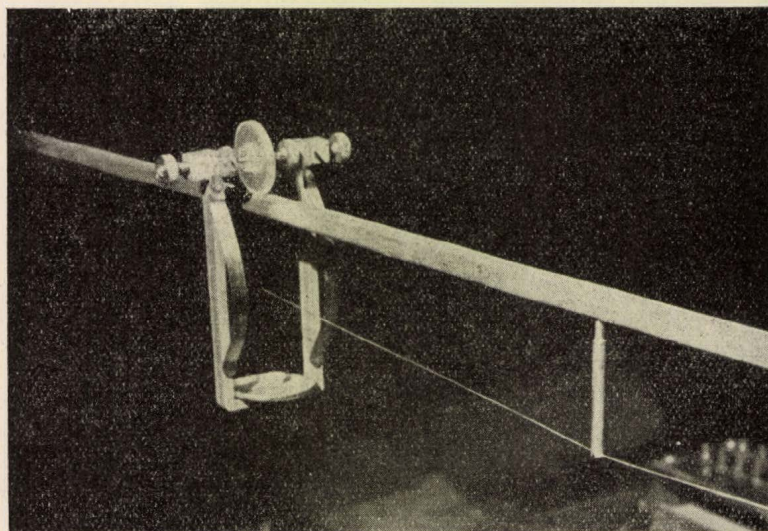
amint a 2. ábrán is látható, a kétkerekű változat két egykerekű csillének merevítő pántokkal történő egyszerű csatlakoztatásával állítható elő és így tetszés szerint használható egy- vagy kétkerekű csilleként. A különbség még csak az, hogy kétkerekű csillénél már nem szükséges (és nem is ajánlatos) a kettősélű hornyolt kerék, hanem csak egyélű és kifejezetten éles kerekeket alkalmazunk. A kerekek anyaga legcélszerűbben műanyag, és tengelycsúcsai rugós csapocskákban üljenek. A minimális súrlódást a csavarokkal állítjuk be.

Használhatóságát illetően eléggé univerzális; demonstrálható vele az erőtvénnyen kívül a gyorsuló mozgás és a Müller—Wildermuth féle gramofonvontatással az egyenletes mozgás is.

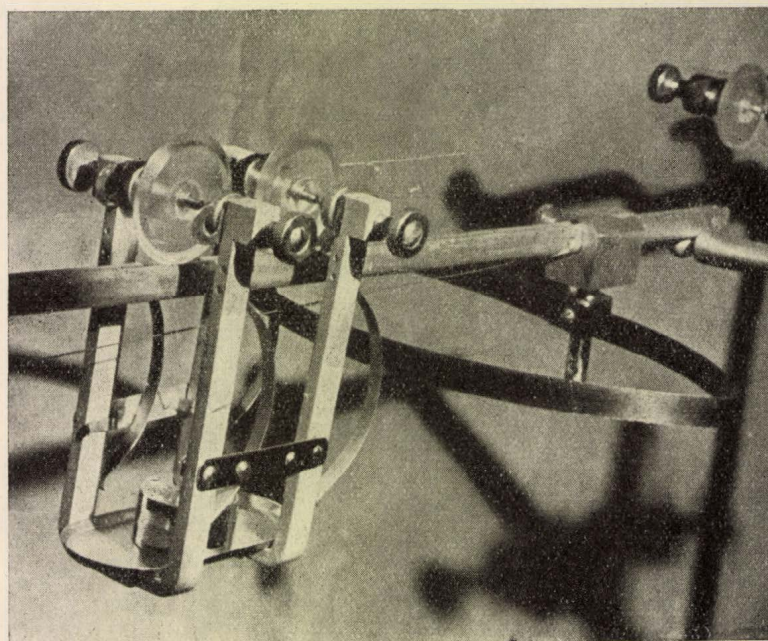
Demonstrálható végül a csillével a megmaradási elv egy különleges esete is, amikor a mozgási energiának rezgési (rugalmas) energiává történő átalakulását mutatjuk ki mérőkísérlettel (5. ábra). Ez úgy történik, hogy a szokott módon meghatározzuk a csille végsebességét és mozgási energiáját egy útszakasz végén a rugalmas ütközés pillanatában. A vízszintesen fekvő nagy rugó max. kitérését is meghatározzuk legegyszerűbben úgy, hogy egy gombostűn mint forgástengelyen átszúrt szalmaszál rövid végét a rugó belső felületéhez illesztjük. Ütközéskor a szalmaszál rövid végének ívkitérését az alsó, hosszú része — amely osztályzat előtt forog — megnagyítva mutatja. A hosszúságadatokból és a leolvasott kitérésből a rövidebb kar ívkitérése, — amely közelítőleg a rugó max. kitérése is — kiszámítható. A rugó energiájának kiszámításához a rugó frekvenciáját is le kell valakinek stopperrel számlálnia. A rugó tömegének ismeretében a mért adatokból az $E = 2 m A^2 \pi^2 f^2$ energiaképlet alapján kiszámítható a rugó energiája, amelynek a csille mozgási energiáját elég jól kell közelítenie. A kísérlet visszafelé is megismételhető: a rugó energiája megközelíti a visszapattanó csille lassuló mozgása alatt felhasznált energiát, amelyet ezúttal is az útból és az időből valamint a csille tömegéből számíthatunk ki. Az energia differencia persze most már jóval nagyobb.

ből számíthatunk ki. Az energia differencia persze most már jóval nagyobb.

Az elmondottak és az ábrák alapján úgy tűnik, hogy a demonstrációs csille a kiskocsi



4. ábra



5. ábra

kérdésnek tovább már alig javítható megoldását jelenti.

Madas László

Bánki Donát Gépipari Technikum
Budapest

Az inga lengésidejének függése a nehézségi gyorsulástól

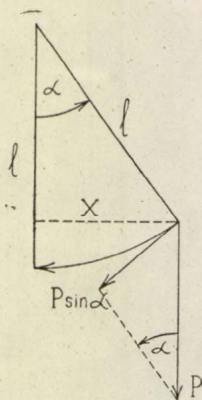
Az ingamozgás kísérleteken alapuló tanításában problémát okoz az, hogy a lengésidejének a nehézségi gyorsulástól való függését közvetlen kísérletekkel kimutatni nem tudjuk, minthogy a nehézségi gyorsulást változtatni nem áll módunkban. Közvetett kísérleteket azonban végezhetünk, ha függőlegesen felfelé, vagy lefelé ható erőket létesítünk, amelyek csökkentik, vagy növelik a nehézségi erőt, tehát azonos tömeg mellett hatásuk olyan, mintha a nehézségi gyorsulást csökkentettük, vagy növeltük volna.

Ilyen erőket sokféleképpen hozhatunk létre. Pl. egy közegbe merülő testre hat a függőlegesen felfelé irányuló felhajtóerő. Foglalkozunk tehát az olyan fonálinga lengésének vizsgálatával, amelynek gömbje vízbe merül.

Legyen a fonálinga hossza l . A függőlegesen lefelé ható erő $P = Vg (s - s_0)$, hol V a gömb térfogata, s a sűrűsége, s_0 a közeg sűrűsége, g a nehézségi gyorsulás. A gömb tömege $m = Vs$.

Ha K a közegellenállási állandó, azaz az egységnyi sebesség esetén ható, a mozgást akadályozó erő, akkor a közegellenállás révén fellépő erő $K \frac{dx}{dt}$ (kis sebességről van szó).

A gyorsító erő



1. ábra

$$P_1 = P \cdot \sin \alpha = Vg (s - s_0) \cdot \frac{x}{l} = mg \left(1 - \frac{s_0}{s}\right) \cdot \frac{x}{l}$$

Tehát a közegben lengő inga mozgási egyenlete feltéve, hogy α eléggé kicsiny:

$$m \frac{d^2 x}{dt^2} + K \frac{dx}{dt} + \frac{m \left(1 - \frac{s_0}{s}\right) g}{l} x = 0 \quad (1)$$

Vessük egybe ezt az egyenletet a légüres térben lengő inga egyenletével: ($s_0 = 0$, $K = 0$)

$$m \frac{d^2 x}{dt^2} + \frac{mg}{l} x = 0 \quad (2)$$

azonnal látjuk, hogy az inga úgy leng, mintha légüres térben lenne és a nehézségi gyorsulás

$$g_0 = \left(1 - \frac{s_0}{s}\right) g \quad (3)$$

lenne. Tehát 1. így alakul:

$$\frac{d^2 x}{dt^2} + \frac{K}{m} \cdot \frac{dx}{dt} + \frac{g_0}{l} x = 0 \quad (4)$$

Azonban nem elégedhetünk meg azzal, hogy 2. szerint közvetlenül felírjuk

$$T_0 = 2\pi \sqrt{\frac{l}{g_0}} \quad (5)$$

mert 4.-ben a közegellenállás is szerepel és azt számításba kell vennünk.

Írjuk fel tehát 4. megoldását

Vezessük be a következő jelöléseket:

$$\frac{K}{m} = 2p; \frac{g_0}{l} = q^2 + p^2 \quad (6)$$

akkor:

$$\frac{d^2 x}{dt^2} + 2p \frac{dx}{dt} + (p^2 + q^2) x = 0 \quad (7)$$

Ismeretes, hogy ezt az egyenletet $x = e^{\lambda t}$ kielégíti, ha

$$\lambda^2 + 2p \lambda + p^2 + q^2 = 0$$

$$\lambda = -p \pm ir \quad (8)$$

hol

$$r = \sqrt{\frac{g_0}{l} - p^2} \quad (8a)$$

Ennélfogva 7. általános megoldása

$$x = e^{ps} (Le^{irt} + Me^{ir't})$$

L és M a két integrációs állandó. Vezessük be ezek helyett

$$L = \frac{A}{2} e^{i\varepsilon} \text{ és } M = \frac{A}{2} e^{-i\varepsilon} \quad (9)$$

akkor:

$$x = Ae^{-pt} \cos (rt + \varepsilon) \quad 10.$$

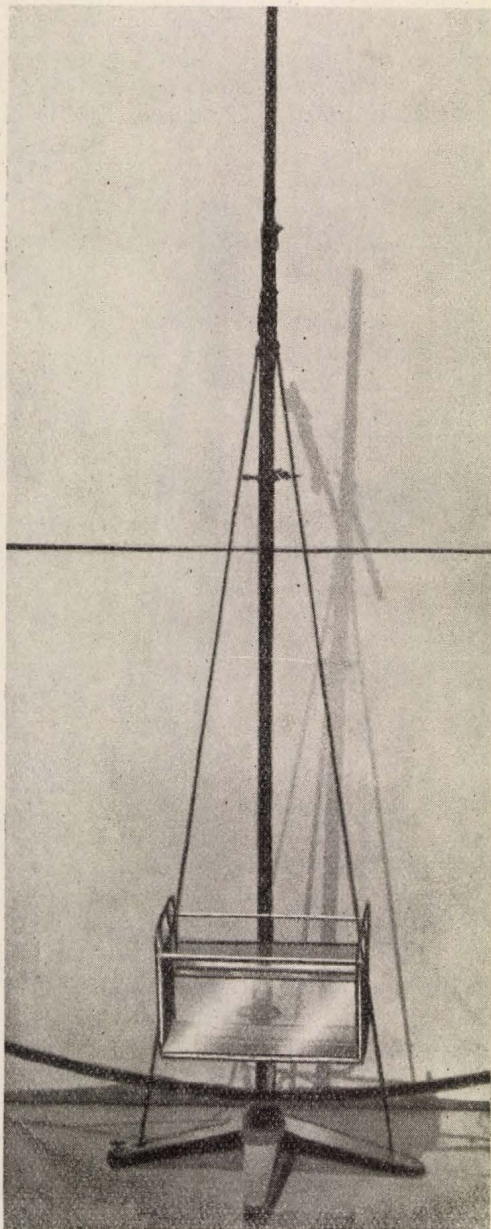
Ae^{-pt} a mozgás amplitúdója, amely a közegellenállás következtében exponenciálisan csökken.¹

¹ A kísérleti tapasztalatok szerint az amplitúdó nem csökken exponenciálisan, sőt hosszabb lengési sorozatban előfordult amplitudónövekedés is. Ennek magyarázata az, hogy az inga periodikus mozgást végez, a közeg méretei természetszerűen korlátozottak és így a közeg mozgása visszahatott az inga mozgására.

Végül az inga lengésideje $r = \frac{2\pi}{T}$ -ből:

$$T = \frac{2\pi}{r} \quad (11)$$

tehát 7 a, és 6. felhasználásával



2. ábra

$$T = \frac{2\pi}{\sqrt{\frac{g_0}{l} - p^2}} = 2\pi \sqrt{\frac{l}{g_0}} \cdot \frac{1}{\sqrt{1 - \frac{p^2 l}{g_0}}} \quad (11a)$$

Végül, ha $1 \gg \frac{p^2 l}{g_0}$

$$\frac{1}{\sqrt{1 - \frac{p^2 l}{g_0}}} = 1 + \frac{1}{2} \frac{p^2 l}{g_0}$$

és

$$T = 2\pi \sqrt{\frac{l}{g_0}} \cdot \left(1 + \frac{1}{2} \frac{p^2 l}{g_0}\right) \quad (11b)$$

Ha p^2 olyan kicsiny, hogy a második tag elhanyagolható 1 mellett, akkor 11b, éppen 5.-öt adja, ha azonban nem hanyagolható el, 11b-t kell alkalmaznunk.

Mérő kísérletben p -t az amplitudó csökkenéséből kell meghatározni. Legyen két egymásután következő amplitudó A_1 és A_2 , akkor 10. szerint

$$A_1 = Ae^{-pt} \quad A_2 = Ae^{-p(t + \frac{T}{2})}$$

$$\frac{A_1}{A_2} = \frac{e^{-pt}}{e^{-p(t + \frac{T}{2})}} = e^{\frac{pT}{2}}$$

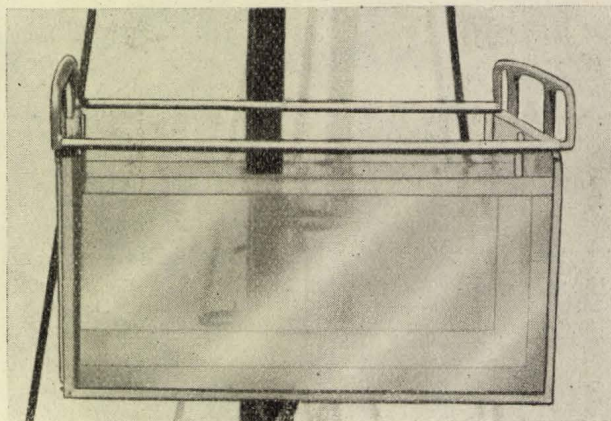
és 6. figyelembevételével

$$\ln \frac{A_1}{A_2} = \frac{pT}{2} = \frac{TK}{4m}$$

$$K = \frac{4m}{T} \ln \frac{A_1}{A_2} \quad (12)$$

$$p = \frac{K}{2m} = \frac{2}{T} \ln \frac{A_1}{A_2} \quad (13)$$

Az elméleti megfontolások eredményeit kísérleti vizsgálatokkal ellenőriztük és méréseink kiértékelésére a következő részeket használtuk fel:



3. ábra

A közegben lengő inga lengésidejét a 11., az abban szereplő r értékét a 8a, a p -t a 13. alapján számoltuk ki. A közegellenállás elhanyagolásával számolható lengésideő értékét az 5., és az abban szereplő g_0 értékét 3. szerint nyertük. A p kifejezésében szereplő K a 12.-ből számítható ki.

A kísérleteinkhez használt berendezés főbb részei: Egy db kétrekeszes üvegkád, egy db

masszív állvány és 3 db 3 cm átmérőjű gömb. A gömböket különböző fajsúlyú anyagokból (fibertől $s_f = 1,27 \frac{g}{cm^3}$, alumíniumból $S_{al} = 2,7 \frac{g}{cm^3}$

és vasból $s_v = 7,8 \frac{g}{cm^3}$) készítettük. A gömbökre egy-egy kis horgot szereltünk és ezek segítségével bifilárisan felfüggesztettük az állványra.

A kétrekeszes üvegcád hossza 40 cm, szélessége 28 cm, magassága 20 cm. A cád feneké és két véglapja 0,8 mm-es horganyzott lemezből készült; hosszanti középvonalától jobbra és balra 7,5 cm távolságban, párhuzamos elhelyezésben 1 cm-es gömbvas-merevítéssel láttuk el, amelynek felső részeit fogantyúvá képeztük ki.

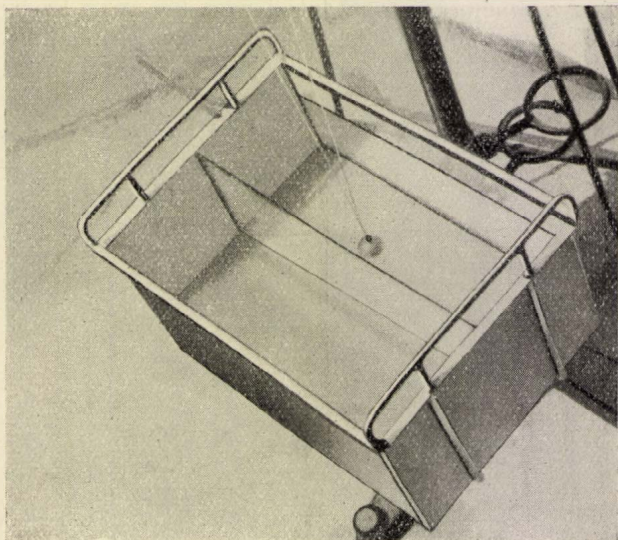
Az üvegcád kettéosztása lehetővé teszi, hogy két, különböző anyagból készült ingát egyszerre lengessünk anélkül, hogy egymást zavarnák, így lengéseiket közvetlenül összehasonlíthatjuk.

Berendezésünket a mellékelt fénykép mutatja.

Kísérleteinkben a „Különleges nagy állvány” c. újításunkban leírt igen masszív állványt használtuk. A bifilárisan felfüggesztett ingák hossza 150 cm, levegőben mért lengésidejük 2,45 sec.

Vízben lengetve:

a) A fiber inga ($m = 16,7$ g) lengésideje 6,45 sec. 5. szerint kiszámítva 5,325 sec. Ez a kísérletileg mért értéktől 1,13 sec-mal (17,5%-kal) tér el, ami arra mutat, hogy 11a-ban p^2 nem hanyagolható el. 13.-ból mérés alapján számolva:



4. ábra

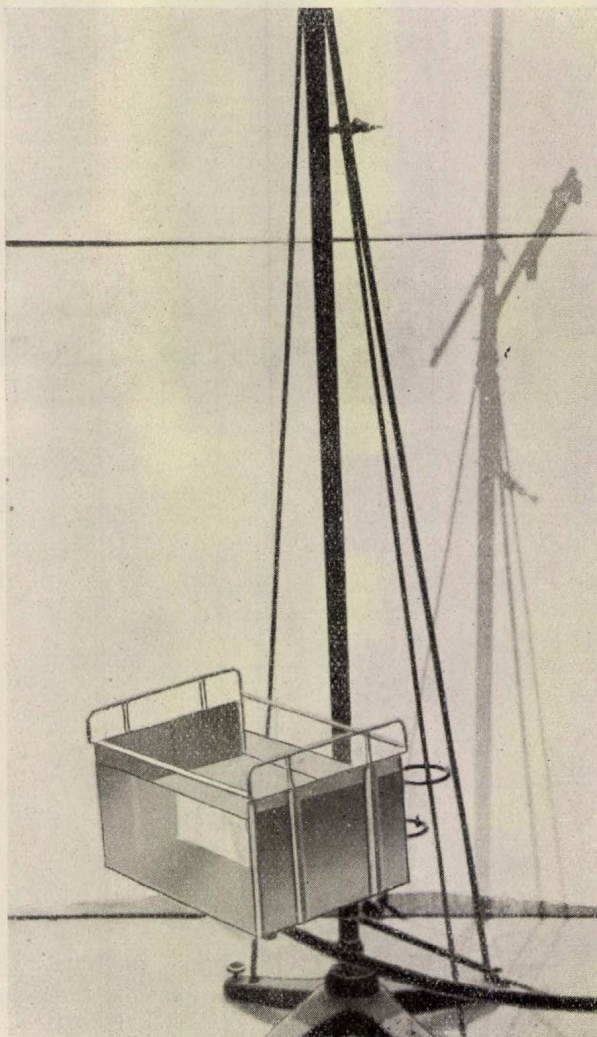
$p = 0,4$, $p^2 = 0,16$ és $T = 5,66$ sec. Az eltérés a kísérletileg megállapított értéktől 0,79 sec (12%). Ez elég nagy, azonban a fiber-inga sűrűsége kevéssel (0,27) tér el a víz sűrűségétől, ezért a mozgásbajövő víz visszahatása erősen érvényesül. Ennek ellenére a kísérlet megnyugtató, hiszen a kísérletileg talált érték 62,2%-kal tér el a levegőben mért értéktől (szintén 6,45%-ában számolva).

A kísérlet egyúttal azt is mutatja, hogy a periodikusan történő mozgás esetében a víz energiát nemcsak átvesz, hanem megfelelő fázisban vissza is szolgáltat.

b) Az alumínium-inga esetében ($m = 34,37$ g) $T = 3,47$ sec.

5. szerint számolva $T_0 = 3,12$ sec, ami a mért értéktől 10,1%-kal tér el. Ha figyelembe vesszük a közegellenállást: $p = 0,46$, $p^2 = 0,214$, akkor: $T = 3,20$ sec, amely csak 7,8%-kal tér el a mért értéktől.

c) A vas-inga ($m = 95$ g) lengésideje 2,75 sec 5. szerint számítva $T = 2,63$ sec. Eltérés a mért



5. ábra

értéktől 4,4%. Ha p^2 -t is figyelembe vesszük: $p = 0,259$, $p^2 = 0,067$, akkor $T = 2,65$ sec, amelynek a mért értéktől való eltérése csak 3,6%.

A_1 és A_2 megmérését az inga mögé helyezett vonalzó segítségével az első két kilengésből végeztük. A lengések lassúsága lehetővé tette a kitérések leolvasását. A kísérletek gondos elvégzése két személy együttműködését kívánta. A lengésidő

meghatározása stopperórával általában 5–5 lengés idejéből, a fiberingánál 2 lengésből történt. Az eredményeket több mérés középértékéből állapítottuk meg.

Táblázatban egyesítve az eredményeket:

	T mért (vízben) sec	T szám sec	Eltérés		T szám sec $p^2 = 0$	T mért eltérése a lev.-ben, mért értéktől	
			sec	%		sec	%
fiber	6,45	5,66	0,79	12	5,32	4,0	62
alumínium	3,47	3,20	0,27	7,8	3,12	1,02	29,5
vas	2,75	2,65	0,10	3,6	2,63	0,20	7,3

A táblázatból az alábbi következtetéseket vonhatjuk le:

a) A T számított értékének eltérése a mért értéktől mindenütt lényegesen kisebb, mint a levegőben mért lengésidejtől való eltérés, tehát a kísérletsorozat valóban demonstrálja a lengésidejének a nehézségi gyorsulás csökkenése folytán bekövetkező növekedését.

b) A lengésidejő növekedése annál kifejezettebb, minél kisebb a gömb sűrűsége.

c) A mozgásba jövő víz visszahat a lengő gömbre. Ez legjobban a fiber-gömbnél mutatkozik.

d) A c-ben leírt oknál fogva, valamint a túl nagy pontosságot nem biztosító demonstrációs mérőeljárás miatt a pontosság emelése nem vár-

ható. (Pl. az amplitudókat a lengőingá mellé helyezett vonalzó segítségével határoztuk meg). Így a mérőkísérlet meggyorsítása érdekében p^2 meghatározásától eltekinthetünk.

e) Ha csak a lengésidejő növekedését akarjuk szemléltetni, a közegben lengő inga mellé levegőben lengő ($T = 2,45$ sec) ingát is alkalmazunk. A koincidencia módszere lengésszám és lengésidejő meghatározása nélkül azonnal megmutatja a lengésidejő növekedését. Pl. a fiber-inga 3 teljes lengése alatt az összehasonlító inga kb. 8-at leng. Az alumínium inga 5 teljes lengése alatt az összehasonlító inga kb. 7-et leng. Végül a vas-inga 8 lengése alatt az összehasonlító inga kb. 9-et leng. Ugyanez az eljárás a folyadékban lengő inga lengésidejét is gyorsan szolgáltatja, ha az összehasonlító inga lengésidejét pontosan meghatároztuk.

Természetesen az egyszerű demonstrálás ennél sokkal gyorsabban történik. A fiber-inga folyadékban azonnal elmarad az összehasonlító inga mellett, az alumínium inga két lengése alatt a két inga csaknem ellentétes fázisban van, végül a vasinga négy lengése alatt áll be a csaknem fél-fázissal való eltérés.

f) A kísérlet nagyon jól hasznosítható a középiskolai fizikai szakköri foglalkozásokon. Különleges eszközökre nincs szükség, mégis a fizikai törvények sokoldalú alkalmazása elmélyíti a középiskolai tanulók fizikai tudását.

Benkő Károly—Tóth Lajos
Debreceni Orvosi Fizikai Intézet

Indukált áramlökések iránymeghatározásának új módszere

I. Elvi megfontolások. Meghívásra 1954 június 2-án a Budapesti Tudományegyetem fizikai intézetében tartott szaktanári továbbképző előadásommal kapcsolatban vetődött fel az a probléma, hogyan lehetne az indukció alapjelenségeit *messziről is látható módon* demonstrálni oly iskolákban, melyek erre a célra alkalmas nagy ún. demonstrációs galvanométerrel még nem rendelkeznek, de már megvan a szertárukban a tantergyári záróvasas kísérleti transzformátor a megfelelő tekercsekkel?

Az adott esetben nyilvánvaló, hogy izzólámpa közvetlen alkalmazásáról nem lehet szó, mert ez az áramerősség négyzetével arányos hőfejlődés miatt minden irányú áramra egyformán reagál s így *iránymeghatározásra önmagában nem alkalmas!* Viszont a kisugárzott fény mennyisége az izzási hőfoknak majdnem a negyedik hatványával lévő arányos, az izzólámpácska igen érzékenyen reagál az áramerősség változásaira, kár lenne tehát ezt az érzékeny áramjelzőt teljesen mellőzni az indukciós kísérleteknél! Ez a körülmény adta azt a gondolatot, hogy az indukált áramlökéseknél az *irány meghatározása céljából* a kis izzólámpácskán

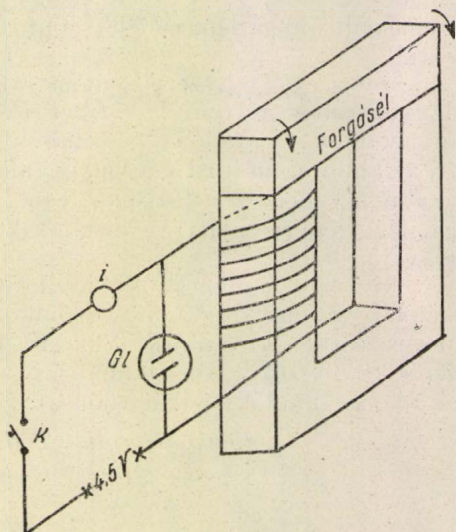
kívül még egy *segédáramforrást kellene a kísérleti tekercs zárókörében alkalmazni!* Ez említett kísérleti transzformátor 1200 menetű tekercsénél elegendőnek bizonyult egy közönséges zseblámpa elem, mely a tekercs ellenállása miatt a lámpácskát csak kb. fél fényességgel izzítja s így igen alkalmassá válik az áramerősség változásainak kimutatására.

II. Az indukciós kísérlet kivitelezése a legcélszerűbben úgy végezhető, hogy az iskolai záróvasas transzformátorról levett 1200 menetű tekercset a zseblámpaelemmel és a kis izzólámpával sorba kapcsolva felhívjuk a figyelmet a fényerő állandóságára. Ezután a tekercset egy függőlegesre állított erősebb mágnespatkó egyik szárán le- majd felfelé mozgatjuk. Ezt az elmozdítást nem is kell valami nagy sebességgel végezni, mert a kis izzólámpa így is erősebb felvillanással, majd ezt követő pillanatnyi elsötétüléssel jelzi a két indukciós áramlökésnek egymással ellentétes irányát. A segédáramforrást kommutálva: a felvillanás és pislantás sorrendje is megfordul, ez azonban a dolog érdemére nézve közömbös, amennyiben a segédáram iránya mindig ismeretes

lévén, ezzel az egyszerű eljárással még a *Faraday—Maxwell*-szabály is minden nehézség nélkül megállapítható.

A kísérlet sikere természetesen nincs az említett iskolai transzformátor használatához kötve: bármely sokmenetű tekercs jó eredményt ad, legfeljebb túlságosan vékony drótból készült tekercsnél kell több zseblámpaelem sorba kapcsolásához folyamodnunk, hogy a segédáram messziről is jól látható izzásba hozza a kis lámpácskát.

A módszer érzékenysége egyébként jellemző, hogy ha permanens mágnes helyett a kísérleti transzformátor záróvasát dugjuk be az 1200



1. ábra. A legelemből önműködés kapcsolás. $G1 = 100-120$ voltos „Signál” ködfénylámpa, $i = 3,5$ voltos 0,2 ampères kis izzólámpa lehetőleg nem spiralizált szállal. A második (helyesen kapcsolandó!) tekercset a rajz egyszerűsítése céljából nem ábrázoltuk.

menetű tekercsbe, akkor gyenge felvillanás, a kirántásnál pedig gyenge elsötétülés jelentkezik, vagyis még a földi mágnes tér hatásával is kísérletezhetünk. Erős mágnesekkel végzett indukciós kísérleteknél az izzólámpa pislantása oly nagy mértékű, hogy egy pillanatra *majdnem teljesen kialszik*, a másik áramlökésnél pedig nagyot villan. Mivel a lámpa fényességének ez a két ellentétes változása messziről is igen feltűnő, így még a galvanométernél is jobb eszközt nyertünk az indukciós áramlökések ellenkező irányának kimutatására. Kisebb méretű Mavométer kevésbé alkalmas erre a célra, mert vékony mutatójának kilengése messziről korántsem látható olyan jól, mint a lámpácska feltűnő fényességváltozása!

III. Az önműködés kimutatása szintén elvégezhető ezzel a módszerrel, didaktikai okokból azonban célszerűbb a szokásos módon kezdeni a mellékelt rajznak megfelelően. A záróvasas kis transzformátor 1200 és 600 menetű tekercseit a zseblámpaelemmel és a kis izzólámpával sorba kapcsolva felhívjuk a tanulók figyel-

mét arra, hogy az egyébként momentán kigyulladású izzólámpácska most az áramzáró K kulcs koppanásától számítva csak kb másfél mp múlva gyullad ki, a megszakításnál ellenben a kb 87 volt gyújtófeszültségű s a tekercsel párhuzamosan kapcsolt $G1$ ködfénylámpa felvillanása jelzi a megszakításnál keletkező nagy önindukciós feszültséget. A további kísérleteket zárt K kapcsoló, vagyis állandóan világító i izzólámpácska mellett végezzük a következő módon:

A kialakult mágnes tér gyengítését az elég nagy mágnesező erővel megfogott záróvasnak hosszúsági éle körül történő hirtelen felbillentésével, erősítését pedig annak hirtelen visszahelyezésével végezzük. Az első esetben a lámpácska hirtelen felvillanással jelzi az eltűnő mágnes tér energiájának villamos áramlökéssé való átalakulását, a második esetben pedig egy pillanatra majdnem teljesen kialszik annak jeléül, hogy az indukált áramlökés ellene dolgozik a mágnesező áramnak, tehát a mágnes tér felépítése áramenergia elvonását jelenti!

A záróvas hirtelen leszakítását nem ajánljuk, mert az eredetivel egyező indukált áram veszélyeztetheti a lámpácska épségét.

Különböző menetszámú tekercsekkel kísérletezve arra az eredményre jutottunk, hogy amíg kis menetszámú tekercsekkel a direkt indukciós kísérletek egyáltalán nem sikerülnek, addig jó mágneses zárlat esetén az önindukciós kísérlet még kifogástalanul megy.

IV. Didaktikai megfontolások. A segédárammal kapcsolatban ismertett kísérletek egyúttal az áramok szuperpozíciójának elvét is illusztrálják. Hogy áram áramhoz járulva egyező irányok esetén erősítik, ellenkező irányok esetén pedig gyengítik egymást, ennek megértése a tanuló részéről semmiféle nehézséggel nem jár akkor, amikor az ismeretszerzésnek megfelelő fokozatain keresztül az indukcióig eljutottak.

Végül utalni kívánok arra is, hogy a segédáram jelenléte didaktikai szempontból nemcsak nem hátrányos, hanem éppen ellenkezőleg előnyös, mert elejét veszi ama eléggé elterjedt téves vélemény kialakulásának, mely szerint indukció csak egyébként árammentes zárokörben jelentkezhet!

V. A kísérleti határfok kérdése. Mivel a vezető izzási T hőfoka $T = c \rho I^2 / d^3$ összefüggésben van az I üzemiáramerősséggel és az izzószál jellemző adataival, ennél fogva d kicsinyre választandó, vagyis okvetlenül vékonyszálú izzólámpa alkalmazására kell törekednünk, mert az indukált áramlökések közepes i intenzitásának lényeges növeléséről a sokmenetű tekercs tetemes ellenállása s az alkalmazott zseblámpaelem kis feszültsége miatt nem lehet szó.

Adott izzólámpa esetén $c \rho / d^3 = C$ állandó lévén, az izzási hőfok a $T = C I^2$ összefüggés értelmében arányos lesz az áramerősség négyzetével. Mivel a szálból mp-kint kisugárzott összes E energia (ha a wolfrámszálat első közelítésben abszolút fekete testnek tekintjük!) az abszolút

hőfok negyedik hatványával arányos, ennél fogva $E = \sigma T^4 = \sigma C^4 I^8 = k I^8$ ha az új σC^4 állandót k betűvel jelöljük. Feltűnő pislantás, illetve felvilágosulás elérése céljából mármint arra kell törekednünk, hogy a kísérlet közben beálló $E_1 - E$ energiaváltozás minél nagyobb legyen a kezdeti E értékhez képest, amikor is az így nyert

$$h = \frac{E_1 - E}{E}$$

hányados lesz berendezésünk kísérleti hatásfoka.

A készenléti üzemből $E = k I^8$, amikor pedig a meglevő I áramerősséghez még az i indukált áramlökés is hozzájárul

$$E_1 = k(I + i)^8 = k I^8 + 8 k I^7 i + 28 k I^6 i^2 + \dots + k i^8.$$

Mivel i általában kicsiny mennyiség, az elsőnél magasabb hatványait tartalmazó tagokat elhanyagolva jó közelítéssel

$$E = k I^8 + 8 k I^7 i$$

s így a megfelelő értékek helyettesítésével a kísérleti hatásfok a

$$h = \frac{8 k I^7 i}{k I^8} = \frac{8 i}{I}$$

végleges alakot vesz fel. Ennek értelmében jó hatásfok elérése céljából kicsiny, de messziről még jól látható izzást adó I üzemi áramerősséggel kell dolgoznunk, mert i növelésének megvannak a maga korlátai! A mi esetünkben $i = 0,01$ A, $I = 0,1$ A lévén,

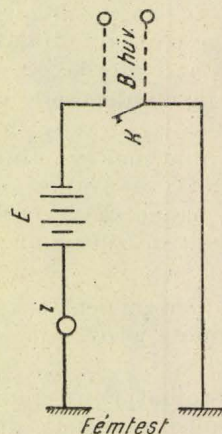
$$h = \frac{8 \cdot 0,01}{0,1} = \frac{0,08}{0,1} = 0,8 = 80\%,$$

ami kitűnő eredménynek mondható!

VI. A zseblámpa átalakítása kísérleti segédeszközzé. Mivel a villamos zseblámpa soros kapcsolásban úgyis tartalmazza az elemet és a kis izzólámpát, a kísérletek egyszerűsítése céljából előnyösnek látszott a kikapcsolóval párhuzamosan két banánhüvelyt alkalmazni a szabványos 19 milliméter kölcsönös távolságban s ehhez csatlakoztatjuk a kísérleti tekercset ikerzsinóros dugaszolás segítségével. Így az egész kísérleti összeállítás egyetlen perc alatt megtörténik s nem kell drótok és szorító kapcsok kezelésével bíbelődnünk s ezután már csak a mág-

nesnek a tekercsbe dugása és kihúzása marad hátra.

Az egyik banánhüvelyt a zseblámpa fémtokjától nem is kell elszigetelni, amennyiben a gyakorlati kivitelezésnél az izzólámpa és a kikapcsoló egyik sarka a lámpatok fémtestéhez van kötve. A hüvelyeket legcélszerűbb a fémből készült lámpatok alsó részének felső homloklemezén keresztül alkalmazni és pedig a fémtesthez kötött balról, a szigetelt átvezetést jobbról, mert így leszünk legközelebb a kikapcsoló szigetelt sarkához, melyhez legajánlatosabb forrasztással csatlakozni. Mellékelt második rajzunkon a kapcsolás áttekinthetősége miatt a banánhüvelyeket más elhelyezésben ábrázoltuk!



2. ábra. Zseblámpa átalakítása kísérleti segédeszközzé. E = zseblámpaelem 4,5 voltos (már használt célszerűbb!), i = az előbbi törpe izzólámpa, $B. hüv.$ = banánhüvelyek, K = kis Tumbler pillanatkapcsoló, mely a tok belső oldalán a régi csúszós helyett alkalmazandó s így csak a kis átbillentő kar fog oldalt kiállni a tokból.

Az így átalakított zseblámpát az indukciós kísérleten kívül még mint vezetékvizsgálót is használhatjuk esetleges áramköri szakadások vagy testzárlatok felkutatására. Ilyenkor a banánhüvelyekhez szabványos dugaszban végződő ikerzsinórral csatlakozunk s ennek szabad végeivel vizsgáljuk a kérdéses vezetékrendszert. Ha vizsgálat közben a lámpa rendesen ég, akkor a zárókör rendben van, ha egyáltalán nem gyullad ki, akkor ez szakadást jelent. Igen könnyen ellenőrizhetjük pl. a biztosító dugaszok épségét stb. s így e kis berendezés igen sokoldalúan használható laboratóriumi segédeszköznek fog bizonyulni!

Bodócs István
Győr

Az indukált feszültség kimutatása sűrítő elektroszkóppal

Alig van a kísérleti fizikának olyan területe, melynek tanítása bővebb és változatosabb demonstrációs anyagra támaszkodhatna mint az elektromágneses indukció. A tanítás folyamán tényleg bemutatásra kerülő nagyszámú szemléltető kísérlet mellett is meg kell állapítani, hogy az indukció jelenségének demonstrálását bizonyos egyoldalúság jellemzi.

Ez az egyoldalúság abban nyilvánul, hogy a bemutatásra kerülő kísérletek az indukció jelenségét úgyszólván kivétel nélkül *csak zárt áramkörben áramjelző indikátor* segítségével demonstrálják.

Ennek az egyoldalú demonstrációnak szembe-tűnő velejárója az, hogy hallgatóink az indukció jelenségével kapcsolatban általában az indukált áramot helyezik az előtérbe. Ezzel szemben valósággal elsikkad, de mindenesetre nem válik előttük eléggé dominánssá az a tény, hogy az indukció jelenségének — mint már az indukció jelenségének felfedezője Faraday is rámutatott — nem az indukált áram, hanem a vezetőkör kvalitásaitól független indukált feszültség a karakterisztikus mennyisége.

A helyzetet persze nem sokat segít az, ha a lényegében áramot jelző műszert olykor *voltmérőnek* nevezzük el.

De nem pótolhatja az indukált feszültség közvetlen demonstrációjának didaktikai értékét az sem, hogy ha az indukált árammal kapcsolatban csupán utalnak az indukált feszültségre, mint a ténylegesen észlelt indukált áram okára. Közvetlen demonstráció nélkül ugyanis sohasem válik a hallgatók előtt eléggé tudatossá az a tény, hogy az emlegetett — indukált feszültség nem csak mint az áram oka létezik, hanem az áramtól, és egyáltalában zárt áramkörtől függetlenül tehát pl. nyitott vezetőkben is fellép. Pedig ez a belátás nélkülözhetetlen ahhoz, hogy valaki az indukciójelenség mélyebb megértése felé elindulhasson.

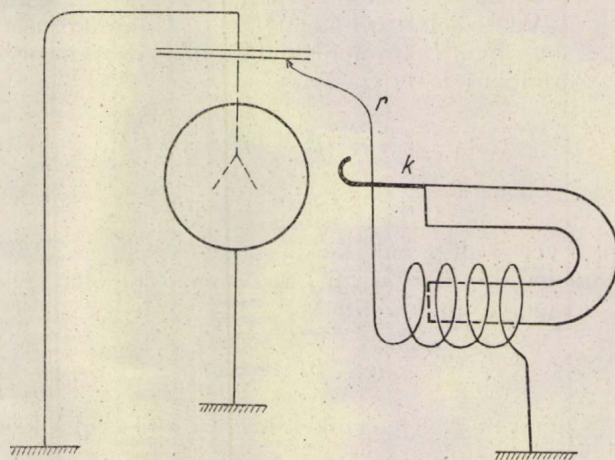
A tanítás érdeke tehát mindenképpen indokolja azt a követelményt, hogy az indukció jelenségével kapcsolatban *ne csak* az indukált áramot mutassuk ki, *hanem* közvetlenül az indukált feszültség fellépését is demonstráljuk. Hogy ez a követelmény eddig az általános tanítási gyakorlatban mégsem igen nyert kielégítést, az minden bizonnyal nagymértékben kísérletechnikai okokkal is összefüggésbe hozható.

Az alábbiakban az indukált feszültség kimutatására egyszerű eszközökkel megvalósítható eljárást ismertetek.

Nagy menetszámú, pl. 12 000 menetes indukciós tekercs egyik végéhez erősítsünk rugalmas (r) drótdarabot. A drótdarab szabad vége érjen hozzá sűrítő elektroszkóp sűrítőjének lemezéhez. Természetesen a sűrítőnek az elektroszkóppal összekötött lemezéhez.

Az indukciós tekercs másik végét, valamint a sűrítő másik lemezét földeljük.

Az indukciós tekercsbe helyezzük bele erős mágnespatkó egyik ágát, A mágnespatkó másik ágához a rajz szerint (k) drótkampó van hozzáerősítve. [A (k) kampónak az a szerepe, hogy a mágnespatkó mozgása közben alkalmas pillanatban megszakítsa az indukciós tekercs és az elektroszkóp vezetői összeköttetését. Ez úgy történik, hogy a (k) kampó mozgás közben elrántja az



1. ábra

elektroszkóp sűrítőjének lemezétől az (r) rugalmas drótdarabot. A kampó hosszát úgy választjuk meg, hogy a tekercs és az elektroszkóp vezetői összeköttetésének megszakítása alkalmas pillanatban történjék, tehát akkor, mikor a mágneses fluxusváltozás sebessége az indukciós tekercs belsejében lehetőleg nagy.]

Az összeállított eszközökkel a kísérlet végrehajtása most már a következő. Hirtelen kirántjuk a tekercsből a mágnespatkót. A patkóra erősített (k) kampó még a mágnes mozgása közben megszakítja a tekercs és az elektroszkóp vezetői összeköttetését. (Ez azért szükséges nehogy a fluxus változás alatt feltöltődő elektroszkóp a fluxusváltozás megszűnése után a tekercsen keresztül kisüljön.)

Leemelve az elektroszkóp sűrítőjének földelt lemezét az elektroszkóp lemezei jól látható kitérést mutatnak. Az elektroszkóp lemezeinek szétágazása egyszerű árnyékvetítéssel még nagyszámú hallgatóság számára is jól demonstrálható.

Megdörzsölt üveg vagy ebonitrúd segítségével megállapítható az elektroszkóp által jelzett indukált feszültség előjele; és így demonstrálható az indukált feszültség előjelének a mozgásiránytól, illetőleg a tekercsben mozgatott mágnespólus milyenségétől való függése is.

Megfelelő módosítással természetesen az álló mágneshez képest mozgó tekercsben indukált feszültség is kimutatható. Ez esetben az indukciós

tekercest húzzuk le a nyugvó mágnespatkó valamelyik ágáról. A tekercs és az elektroszkóp egymástól való távolságát most úgy állítjuk be, hogy az indukciós tekercshez erősített (r) drótdarab a tekercs mozgása közben súrolja az elektroszkóp súrtójának lemezét. De az ily módon létesülő vezetői összeköttetés még mozgás közben meg is szakadjon.

A leírt demonstrációs eljárás a felhasznált eszközök szempontjából is igénytelen és ugyanakkor minden lépése, lehet mondani, hogy már a legalsó fokú fizikatanítás níveljén, a tanulók számára minden további nélkül érthető vagy értelmezhető.

Párkányi László

(Pedagógiai Főiskola, Pécs)

EGYESÜLETI ÉLET — HIREK

BESZÁMOLÓ A „DEUTSCHE PHYSIKALISCHE GESELLSCHAFT” LIPCSEI KÖZGYŰLÉSÉRŐL

A Német Demokratikus Köztársaság Fizikai Társulata ez év április hó 8—11-ig tartotta Lipcsében ez évi kongresszussal egybekötött rendes közgyűlését.

Meghívásukra az Eötvös Loránd Fizikai Társulatot Szigeti György főtitkár, Fényes Imre, Hoffman Tibor és Pócza Jenő küldöttségként képviselték és ugyancsak vendégként résztvehetett a kongresszuson Horváth János.

A kongresszuson a szekciókra osztott nagyszámú 10—15 perces és rövid diszcusszióval kísért kiselőadást megelőzte egy két együttesen tartott összefoglaló jellegű és az aznapi előadásokhoz jól illő nagy előadás. Az egy-egy téma körbe tartozó több kiselőadást is néhányszor kísérte egy ugyancsak negyedórás időtartamú összefoglalás. A kongresszus előadásainak áttekintését ez a módszer nagymértékben megkönnyítette.

Érdeklőség kedvéért felsorolom azokat az előadásokat, melyek ezekben a közös programokban szerepeltek: *W. Macke* (Dresden): Magmodellek és fizikai alapjaik. *P. Kunze* (Rostock): Nagysebességű részecskék. *A. Kastler* (Paris): Többquantum átmenetek a mikro-hullámú spektroszkópiában. *R. Ritschl* (Berlin): Infravörös spektroszkópia jelenlegi állása. *B. Elschner* (Jena): Centiméteres és milliméteres hullámok spektroszkópiája. *K. Wurm* (Hamburg): Az orionkódók monokromatikus szerkezete. *H. Stamm* (Ilmenau): A nagyfeszültségű technika néhány elektrofizikai problémája. *J. Gruetzmacher* (Berlin): Ultrahang jelentősége a fizikában.

A felsorolás tanúsítja, hogy a kongresszus fizikai kutatások széles területét ölelte fel. A megrendezett kongresszus 121 előadásával nemcsak a Német Demokratikus Köztársaság egy évi gazdag termését takarította be, hanem a mintegy 50 külföldi előadás a kongresszus nemzetközi tekintélyét is bizonyította.

A kongresszuson elhangzott magyar előadások: *Fényes Imre*: Das Verhältnis des Energie-Eigenwertproblems zur klassischen Mechanik. *Hoffman Tibor*: Über das Schmelzen der Metalle. *Horváth János*: Eine neue geometrische Methode der Feldtheorie. *Pócza Jenő*: Eine neue Methode zur Messung des Auflösungsvermögens von Photoplatte. *Szigeti György*: Einige Untersuchungen über Luminiszenz.

A közgyűlés befejezése után a Társulat még egy hétig vendégül látta a külföldi küldöttségeket, így alkalmunk volt a lipcei egyetemi fizikai intézeteken kívül számos berlini intézetet és laboratóriumot megtekinteni. Meglátogattuk a berlini egyetem három fizikai intézetét, itt legmegkapóbb volt az alig néhány év alatt kifejlesztett hidegfizikai laboratórium. Láttunk néhány szilárd testek fizikájával foglalkozó kutatóintézeti laboratóriumot. Módszerüket a szűk területeken legapróbb részletekig menő alaposággal beállított vizsgálatok jellemzik (Pl. több mint 20 kutatót (!) foglalkoztató intézet dolgozik a CdS fizikájával.) A BGW vállalat gázkisülésekkel foglalkozó üzemi laboratóriumában ugyanezt a benyomást szereztük. A potsdami tanárképző főiskola meglátogatásával az ottani tanárképzésre

vonatkozóan gyűjtöttünk tapasztalatokat. Feltűnő intézeteikben a mihozzánk képest kitűnő műszerészlétszámarány.

Mindenütt igen hasznos megbeszéléseket folytattunk kollégáinkkal és nagyon kellemes volt azt tapasztalni, hogy nagy az érdeklődés a magyar fizika iránt és a közös együttműködésre készséggel hajlandók. Sokan szeretnék intézeteinket, munkánkat látogatásuk során közelebből is megismerni.

A lipcei közgyűlés hivatalos részében Szigeti György főtitkár az Eötvös Loránd Fizikai Társulat nevében megköszönte meghívásukat és üdvözölte a közgyűlést. A számos érdeklődésre számot tartó és sok esetben a miénkhez hasonló problémák részletes ismertetése helyett csak azt az egyhangúan elfogadott határozatot szeretném még közölni, amely az egész emberiség létét vagy nem létét érintő kérdésben foglalt állást:

„Az atom- és hidrogénfegyver kísérletek minden ketséget kizárólag fokozzák az ilyen harci eszközökkel való háború veszélyét. Ettől eltekintve bizonyos területeken az eddigi kísérletek is már komoly veszélyt jelentenek a lakosság egészségre és genetikai állapotára.

A japán nép, az atomháború első áldozata, e kísérletek következtében, földrajzi helyzete miatt elsősorban kerül veszélyes helyzetbe. Joggal nyugtalan és segítségért kiált.

Az NDK Fizikai Társaságába tömörült fizikusok felhívással fordulnak a világ valamennyi tudósához, hogy sürgősen járjanak el kormányunknál, hogy elérjék e kísérletek beszüntetését.

Biztosítani kell valamennyi lelkiismeretes ember támogatását azért, hogy e kísérletek folytatásának fenyegető következményeiről felvilágosítsák az emberiséget.”

A fenti határozatot az Eötvös Loránd Fizikai Társulat Elnöksége 1957. május 13-án megtartott elnökségi ülésen magáévá tette és hozzácsatolkozását bejelentette.

Pócza Jenő

NEUMANN JÁNOS

Néhány hete kaptuk a szomorú hírt: Neumann János, viszonylag nagyon fiatalon, 53 éves korában elhunyt. A nagy matematikus halála a magyar fizikusokat is fájdalmasan érinti, hiszen munkássága nemcsak a matematika, hanem a fizika szempontjából is igen jelentős volt. Nem kevésbé számít az a körülmény, hogy — bár hosszú idő óta külföldön élt — magyar tudósként tartottuk számon. Halála a magyar tudományos életnek is vesztesége. Az 1930-as évek elején személye szóba került a pesti tudományegyetem csillagászati tanszékének professzoraként. Az a körülmény, hogy ő ezt az állást szívesen fogadta volna, bár munkaterületétől távolabb esett, mutatja, hogy a külföldön való elhelyezkedés számára csak szükségmegoldás volt. Ui. sajnos, nem rajta múlt, hogy a szóban forgó katedrát itthon elfoglalhassa.

Neumann János életműve szinte teljes egészében a matematika területére esik, mégsem mondhatjuk, hogy csak matematikus volt. Igen sok munkája van, amelyiknek közvetlen fizikai, sőt technikai alkalmazása van, és igen sok olyan munkája, amelyik — látszólagos matematikai jellege ellenére — a fizika számára döntőbb fontosságú. Nem vállalkozhatnánk egy ilyen hatalmas életmű ismertetésére, az kétségtelenül matematikusok feladata, méghozzá igen nehéz feladat. Még csak arra sem vállalkozhatunk, hogy Neumannnak a fizika és technika területére eső, ill. az e téren jelentős eredményeit kimerítően ismertessük. Ennek felmérésére hosszú időt igénylő elmélyülés szükséges. Mégis, hogy felmérhessük: milyen veszteség ért bennünket korán bekövetkező halálával és hogy emlékének kegyelettel áldozzunk, rövid számvetést teszünk a fizika számára jelentős munkáit illetően.

Neumannnak a fizika területére eső munkássága együtt indul meg a modern kvantummechanika megszületésével és nagyrészt ezzel a problémakörrel kapcsolatos. E munkásságot jellemezve, problémafeltevését így fogalmazhatjuk meg: hogyan alkalmazhatók a matematika egyes eredményei (melyek eddig a fizikában nem játszottak szerepet) a fizika bizonyos problémáinak megoldására, bizonyos fizikai diszciplínák exaktabb megalapozására, és ezzel kapcsolatban a principiálisan fontos kérdések eldöntésére?

Tudomásunk szerint a csoportelmélet kvantummechanikai alkalmazására Neumann ösztönözte Wignert, majd részletesen, Wigner első dolgozatának megjelenése után, együtt fejtik ki az elméletet. E vizsgálatok lényege az, hogy az atomi rendszerek elemi szimmetria-tulajdonságai lehetővé teszik a csoportelmélet alkalmazását az optikai spektrumok igen sok kvalitatív jellegű törvényszerűségének felfedezésére. A csoportelméleti szemlélet a szó legszorosabb értelmében: rendet teremtett az atomok és molekulák spektrumának addig nehezen vagy egyáltalán át nem tekinthető rendszerében. Így módon ez az elmélet egyúttal nélkülözhetetlen előfeltétele a spektrumokra vonatkozó kvantitatív jellegű vizsgálatoknak is.

A statisztikus mechanika ergod-elve és a H-teoréma szintén magára vonta Neumann érdeklődését. Mint ismeretes, az ergod-elv és a H-teoréma eredeti formájában tarthatatlannak bizonyult. Itt nem arra gondolunk, hogy maga az ergod-elv: fizikai képtelenség. Az ezt felváltó kváziergodikus elv fizikailag már racionális, amennyiben azt követeli meg, hogy az Ehrenfest-féle Γ -tér állandó energiájú felületén bármely fizikailag lehetséges állapot tetszés szerinti közelében van pontja a rendszer mozgását reprezentáló fázispályának. Ez a tétel, amelynek alapján az idősokeaság a mikrokánonikus sokasággal helyettesíthető, kiindulópontját képezi a statisztikus mechanikának; mechanikai alapokon azonban bizonyítani nem sikerült. Bizonyítást egy lényeges újabb feltétel, a „rendezetlenségi elv” alapján tudták csak elvégezni. Ehrenfest rámutatott, hogy a rendezetlenségi elv éppen a lényege a kváziergodikus elvnek, tehát éppen ezt kellene bizonyítani. Neumann megmutatta, hogy a kvantummechanika igénybevételével a kváziergodikus tétel a rendezetlenségi elv felhasználása nélkül is bizonyítható. Hasonlóképp helyes megalapozását és bizonyítását adta a H-teorémának is, mely az irreverzibilitás statisztikus mechanikai kifejezője.

Igen nagy jelentőségűek Neumannnak a kvantummechanika alapjaira vonatkozó vizsgálatai. Bebizonyította, hogy a kvantummechanika matematikai szerkezete két fontos megállapítást tartalmaz: 1. a kvantummechanikában megfogalmazható valószínűségi kijelentések elvileg korlátozottak. A korlátozottság úgy értendő, hogy egyidejűleg csak olyan mennyiségek valószínű viselkedéséről adhatunk felvilágosítást, amely mennyiségek operátorai felcserélhetők. Így pl. a koordináta-impulzus-térbeli valószínűségi eloszlás a kvantummechanikában nem adható meg. A korlátozottság elvi jellege azt jelenti, hogy amennyiben a kvantummechanikai hiányos valószínűségi skémát kiegészítjük, úgy feltétlenül ellentmondásba kerülünk az alaptételekkel.

2. Az előbbi tételből következik a rejtett paraméterek elvi lehetetlensége. Eszerint a kvantummechanika alapelveivel logikailag ellentétben áll olyan rejtett paraméterek létezése, amelyek a mikrorészek viselkedését kauzális szkéma szerint írják le.

Fenti tételek azóta is alapját képezik a kvantummechanika interpretációinak. A tételek alapjául szolgáló axiómarendszer, melyet ugyancsak Neumann állapított meg, a következő alaptételeket tartalmazza:

1. A mérés a rendszert csak sajátállapotban találhatja.

2. Ha az \mathfrak{R} fizikai mennyiség operátora R , úgy a ψ állapotban az \mathfrak{R} mennyiség várható értéke

$$(R\psi, \psi)$$

3. Ha az \mathfrak{R} fizikai mennyiség a \mathfrak{S} -nak függvénye: $\mathfrak{R} = f(\mathfrak{S})$ és a \mathfrak{S} operátora \hat{S} , akkor az R operátora $R = f(\hat{S})$.

Ezekből következik a valószínűségi eloszlás Neumann által megadott kifejezése: tekintsük az $\mathfrak{R}_1, \mathfrak{R}_2, \dots, \mathfrak{R}_n$ fizikai mennyiségeket, melyek operátorai felcserélhetők. Tekintsük továbbá a jelzett mennyiségek értékészletének I_1, I_2, \dots, I_n intervallumát, akkor az említett mennyiségeknek az említett intervallumba való esése a következő valószínűséggel következik be:

$$W = [E_1(I_1) E_2(I_2) \dots E_n(I_n) \psi, \psi],$$

ahol $E_1(I_1), E_2(I_2), \dots, E_n(I_n)$ rendezve az R_1, R_2, \dots, R_n operátorokhoz tartozó projekciós operátorok. (A projekciós operátor a ψ sorfejtéséből kizárja azokat a sajátállapotokat, melyek sajátértéke kívül esik az I intervallumon.) A W -nek itt adott kifejezéséből már következnek azok a korlátozó jellegű tételek, melyeket fentebb említettünk.

Bár manapság sokan úgy tekintik, hogy a kvantummechanika alapvető megállapításai korrekcióra szorulnak, Neumann vizsgálatainak értékét mégsem lehet tagadni, mert ezek az eredmények csak hozzásegíthetnek a kérdés végleges tisztázásához.

Neumann az utóbbi években az információelmélettel és a nagy teljesítőképességű elektronikus számológépek elméletével foglalkozott. Az itt elért eredményei részleteiben még nem állnak rendelkezésünkre. Jelentőségüket azonban bizonyára érzékelteti az a tény, hogy nem sokkal halála előtt e vizsgálataiért Fermi-érmet és 50 000 dollár jutalmat kapott.

Ugyancsak az utóbbi években végzett kutatásai közé tartozik az atomenergia felszabadításával kapcsolatos több matematikai probléma megoldása. Így többek közt az ő számításai alapján vált lehetségessé a termokémiás reakciók földi viszonyok közt való megvalósítása is. E munkák részletei szintén nem állhatnak rendelkezésünkre, mivel haditechnikai jelentőségük miatt, nem publikálhatta azokat.

Nagy vonásokban, a teljesség igénye nélkül, igyekeztünk vázolni Neumannnak a fizikával kapcsolatos munkásságát. Már e részletekben is megmutatkozik az alkotó nagysága.

Haláláig fáradhatatlanul és nem csökkenő eredményességgel dolgozott, bár az utóbbi években betegsége már nagyon súlyossá vált. Hátgerincrákja miatt az említett Fermi-díj átvételekor már járni sem tudott, kocsiban tolták. Idő előtti halála bizonyára sok nagy jelentőségű felfedezéstől fosztotta meg az emberiséget.

Fényes Imre

A KÜLFÖLD HÍREI

Az elmúlt évben volt J. J. Thomson, az elektron felfedezője születésének százéves évfordulója. Erre való megemlékezésért nemzetközi kongresszust rendeztek „a szabad elektron kvantumkölcsonhatásai” tárgyköréből az USA-ban, a Marylandi Egyetemen. Az 1956. áprili-

sában három napig tartó konferencia programját fele-
részben összefoglaló előadások, felerészben teljesen kötet-
len megbeszélések, viták képezték. A kongresszusnak
kilenc országból 187 résztvevője volt. Az előadási és
vitatémák a következők voltak: Az elektronfizika törté-
nete. Elektronszóródás és energiavesztés. Szóráselmé-
let. Az atommag kiterjedésének vizsgálata elektronszórás-
sal. Elektron-interferencia. Elektronok polarizációja.
Pozitronok kölcsönhatása szilárd anyaggal. Pozitron-
szétsugárzás kristályokban. Különösen érdekes volt a
kontrollált termionukleáris reakciókról szóló előadás.
Ez volt az első amerikai szakszerű közlemény az ilyen-
irányú kutatásokról. Közzététele Kuresatov ismert
nyilatkozatát követte.

*

A Washingtoni Egyetem 1956 szeptemberében egy-
hetes elméleti fizikai konferenciát rendezett. A konferen-
cián szóba került az elméleti fizika összes problematikus
része. Előadások hangzottak el többek közt a következő
témakörökről: relativitáselmélet (Bergmann), magszer-
kezet (Weisskopf), statisztikus termodinamika (Hove),
szilárd állapot (Kittel), szuperfluiditás (Feynman), tér-
elmélet (Oppenheimer), mezonelmélet (Yukawa), új
elemi részek (Yang), diszperzióelmélet (Bogoljubov),
a hypertöltés bevezetése az elemi részek körében (Schwin-
ger). Az egyes témákat vitaüléseken beszélték meg.
A kongresszusnak 19 országból 250 résztvevője volt, leg-
több az USA-ból és Japánból.

*

J. Matthauchnak, a tömegspektroszkópia világhírű
mesterének 60. születésnapja alkalmából 1956 júliusában
Mainzban konferenciát tartottak, amely a magok tömegé-
nek precíziós meghatározásával foglalkozott. A tömeg-
spektroszkópia mellett a mikrohullámú, magreakciós,
 β -spektroszkópiái módszerek megvitatására is sor került.
Az ülést O. Hahn, a Max Planck Társaság elnöke nyitotta
meg.

*

1957 januárjában meghalt *Bothe*, a legkiemelkedőbb
német kísérleti fizikusok egyike. Bothe elsősorban a
mesterséges atommagátalakítások, valamint a kozmikus
sugárzás vizsgálata terén ért el kiemelkedő érdemeket.

*

1956. szeptember 22-én hirtelen betegség követke-
zően elhunyt S. Z. Belenki, az ismert nevű orosz elméleti
fizikus. Belenki a moszkvai Lebegyev Intézetben dolgo-
zott, Landau tanítványa és legjobb munkatársa volt,
nagy része van a π -mezonok multiplett keletkezésére
vonatkozó hidrodinamikai elmélet kidolgozásában.

*

Anglia elhatározta húszéves atomenergia-fejlesztési
programjának felemelését. Az 1976-ban hasadásból fej-
lesztendő elektromos energia termelését háromszorosára
kivánják emelni, a reaktorok tervezett számának nagyobb
arányú növelése nélkül. Anglia fokozni igyekszik azt az
előnyt, amelyet e téren az Egyesült Államok előtt szerzett.

*

A Szovjetunió első napenergiával hajtott villamos-
erőműve az Ararát-fennsíkon fog felépülni. Itt a legerő-
sebb és legtartósabb a napsütés a Szovjetunió területén.
Egy kilométeres területet fákkal ültetnek körül a levegő
portalánítása céljából. A kör közepén, 40 méter magas
toronyban gőzkazánt építenek fel, mely 30 atmoszfé-
nyomású gőzzel 1200 kW teljesítménnyel villamosener-
giát fejleszt. A kazánt napsugárzás melegíti. A torony körül
23 kör alakú vaspályát helyeznek el. Ezeket önműködően
vezérelt kocsik 1293 nagy tükröt hordoznak, amelyek a
napfényt a toronyba vetítik. Az önműködő vezérlést foto-

cellák végzik, ezek biztosítják, hogy a kocsikon levő
tükrök mindig a nappal szemben álljanak és a napfényt
a kazánra vetítsék.

*

Ebben az évben megkezdik Franciaországban egy
dagály-erőmű építését a Rance tengerbeömlésénél. Az épít-
kezés öt évig fog tartani. A 700 méter hosszú zárógát fel-
fogja a dagálykor beérkező vizet, az turbinákon keresztül
folyik vissza a tengerbe és így 7 MW elektromos teljesít-
ményt fog szolgáltatni.

A KFKI KOZMIKUS SUGÁRZÁSI OSZTÁLYA

A KFKI Kozmikus Sugárzási Osztálya, 1950. őszén
Jánossy Lajos professzor hazatérésekor alakult meg.
Az Osztály 1951. októberében költözött fel a Csillebércen
levő helyiségeibe és ezzel egyidejűleg megindult egy koz-
mikus sugárzással foglalkozó kutató csoport és laborató-
rium kialakulása.

A Kozmikus Sugárzási Osztály jelenlegi teljes lét-
száma mintegy 56 személy, akik között 16 kutató (fizikus
vagy kutatómunkát végző mérnök) van. Az Osztály
tudományos kutatásai két területre terjednek ki: az
egyik a tulajdonképpeni kozmikus sugárzási vizsgálatok-
kal kapcsolatos, a másik pedig a fény természetének a
vizsgálatával foglalkozik.

A kozmikus sugárzási kutatás célja az elemi részecs-
kéknél és ezek nagyenergiájú kölcsönhatásainak vizsgálata.
Ki kell hangsúlyoznunk azt, hogy a modern mag-
fizikában alkalmazott gyorsítók már elérték a 10^9 eV-os
energiatartományt, vagyis elérték a kozmikus sugárzási
részecskék energiatartományának alsó régióit. A gyorsí-
tóknak ez a rendkívüli gyors ütemű fejlődése azt ered-
ményezte, hogy ma már nem beszélhetünk külön kozmikus
sugárzási és külön nagyenergiájú magfizikai vizsgálato-
król, hanem a két terület kezd lassan egybeolvadni és
mindinkább a „nagyenergiájú részecskék fizikájáról”
kell beszélnünk.

Ezen belül a kozmikus sugárzási kutatások a pionír
szerepét játsszák az egyre növekvő energiák felé, míg a
gyorsítók vizsgálatok az alacsonyabb energiákon végbe-
menő folyamatokkal és az elemi részecskék természeté-
nek kérdéseivel foglalkoznak.

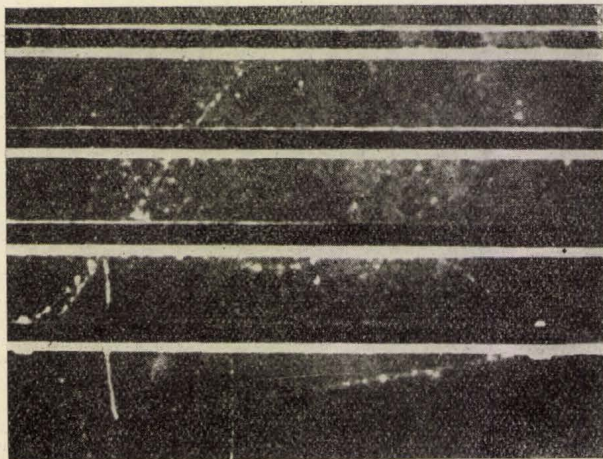
A KFKI Kozmikus Sugárzási Osztályán folyó vizs-
gálatok az elemi részecskéknek a közepes, nagy és extrém
nagy energiájú kölcsönhatásaival foglalkoznak. A külön-
böző energiatartományokba tartozó jelenségek vizsgálata
különböző technikák, GM-csőves koincidencia
berendezések, Wilson-kamra és fotoemulziós lemezek
segítségével történik.

Az úgynevezett közepes, 10^9 – 10^{11} eV-os energia-
tartományban folyó kutatás az áthatoló záporok vizsgá-
latából áll. Áthatoló zápor jön létre, ha egy ilyen ener-
giájú kozmikus sugárzási részecske valamely abszorbens-
ben nagyenergiájú magkölcsönhatást hoz létre, amely-
ben π -mezonok is keletkeznek. A keletkezett szekundér
részecskék, főleg π -mezonok nagy áthatoló képességűek
és nagy vastagságú ólomblokkba helyezett GM-csőves
koincidencia elrendezéseket is képesek megszólaltatni.
A vizsgálatok segítségével a 10^9 – 10^{11} eV energiájú
részecskék magkölcsönhatási hatáskeresztmetszete, kü-
lönböző anyagokban történő abszorpciója és egyéb tulaj-
donságai vizsgálhatók.

Jelenleg a Kozmikus Sugárzási Osztályon a 10^9 – 10^{10}
eV energiájú neutronok ólommagokra vonatkozó ütkö-
zési hatáskeresztmetszetének mérése folyik GM-csőves
koincidencia berendezés segítségével és a 10^9 – 10^{10} eV-os
kölcsönhatásokban keletkező ritka részecskék, hypero-
nok és K-mezonok tanulmányozása folyik Wilson-kamra
segítségével. A mellékelt ábra éppen egy közepes ener-
giájú magkölcsönhatásból származó hyperon bomlását
mutatja a Wilson-kamra gázterében. Ugyancsak egy
áthatoló záporberendezés segítségével különböző tenger-
szint feletti magasságokban végzett mérésekkel a közé-
pes energiájú részecskék levegőben való abszorpcióját

akarjuk meghatározni. Ez a mérés a bukaresti kozmikus sugárzási csoporttal szoros együttműködésben történik.

Az úgynevezett nagyenergiájú, 10^{11} – 10^{14} eV-os energiatartomány vizsgálata a fotoemulziós technika segítségével történik. A jelenlegi kutatás a 10^{12} – 10^{14} eV-os magkölesőhatásoknak az úgynevezett „jet”-eknek a vizsgálatára terjed ki és az ilyenkor keletkezett szekundér részecskék, π -mezonok, K-mezonok és nehezebb részecs-



1. ábra

kék keletkezési arányát mint az energia függvényét akarjuk meghatározni. Ezek az adatok, továbbá ezen szekundér részecskéknek a szögeloszlása lehetőséget nyújt arra, hogy a különböző mezonkeltési elméleteket (Heisenberg-, Fermi- és Landau-féle elméleteket) a kísérleti eredményekkel összehasonlíthassuk. A fotoemulziós kutatások ezenkívül kiterjednek az ilyen nagyenergiájú kölesőhatásokban keletkező π^0 -mezonok γ -bomlásából származó elektron-foton záporok vizsgálatára is.

A fotoemulziós kutatások szoros együttműködésben folynak a varsói, krakkói, berlini és prágai kozmikus sugárzási laboratóriumokkal.

A kozmikus sugárzás részecskéinek extrém nagyenergiájú, 10^{14} – 10^{16} eV-os energiájú kölesőhatásainak vizsgálata a kiterjedt légi záporok segítségével történik. A kiterjedt légizáporok a légkör nagy magasságaiban történő extrém nagyenergiájú magkölesőhatások sorozatából származó és igen nagyszámú, 10^4 – 10^6 részecskéből

álló több száz méter átmérőjű területre kiterjedő záporok. A kiterjedt légizáporok elektronokból, fotonokból, μ -mezonokból és magaktív részecskékből állanak. A kiterjedt záporok vizsgálata lehetőséget nyújt a primer magkölesőhatásokra való visszakövetkeztetésre és ezeknek az egész nagyenergiájú jelenségeknek a tanulmányozására.

A Kozmikus Sugárzási Osztályon a kiterjedt záporok abszorbens anyagon való áthatolását és az elektron-foton komponens százalékos összetételét, továbbá az atmoszférikus változóknak, a légnyomásnak és a hőmérsékletnek a kiterjedt záporokra gyakorolt hatásait vizsgáltuk meg. A mérések nagyszámú GM-csővekből álló koincidencia berendezések és Wilson-kamra segítségével történtek.

A fenti vizsgálatokon kívül az Osztály résztvesz a Nemzetközi Geofizikai Év kozmikus sugárzási kutatásaiban is. Erre a célra két készülék áll építés alatt, amelyek a Csillebércen levő aknában 20 méteres földmélységben fogják a Geofizikai Év folyamán a μ -mezonok intenzitását regisztrálni.

A Kozmikus Sugárzási Osztályon folyó kutatások másik csoportja a fény természetének vizsgálatával foglalkozik. Ezek a kutatások egyrészt a koherens fénynyalábok tulajdonságaival, fényforrások fluktuációjának kérdéseivel, másrészt a fotoeffektus vizsgálatával és a fotonszámolás mérési módszereivel foglalkoznak.

Az eddigi kísérletek eredményei megmutatták, hogy a koherens fénynyalábokban haladó fotonok nem koincidálnak. A mérés egy Michelson interferométerhez hasonló elrendezés segítségével történt, ahol az interferométer tükrök helyén elektronsokszorozók voltak elhelyezve és a mérés a két elektronsokszorozók koincidenciába kapcsolt impulzusainak vizsgálatából állott.

A kísérletek egy másik sorozata pedig megmutatta, hogy interferométeres vizsgálatoknál az interferenciakép kialakulása még egészen kis fényintenzitások esetén is független az intenzitás nagyságától. A legkisebb intenzitások úgy lettek megválasztva, hogy az interferométerben egyidejűleg csak egy-egy foton tartózkodhatott, vagyis a fotonok mintegy egyenként érkeztek az interferenciaképet detektáló rendszerbe.

A fotonok detektálása mindezekben a mérésekben elektronsokszorozók segítségével történt és a fény természetére vonatkozó vizsgálatok számos mérés technikai eredményt is szolgáltatott az elektronsokszorozók működési mechanizmusára és alkalmazására vonatkozóan.

Összefoglalva: a Kozmikus Sugárzási Osztály mindkét csoportjának célja, hogy kutatásait mind jobban a fizika alapvető kérdéseire, az elemi részecskék természetének és kölesőhatásainak vizsgálatára koncentrálja.

Fenyves Ervin

KÖNYVSZEMLE

A MAGYAR FIZIKAI FOLYÓIRATRÓL

Több, mint 3 év óta jelenik meg a Magyar Fizikai Folyóirat, a Magyar Tudományos Akadémia fizika tárgyú dolgozatokat tartalmazó magyar nyelvű folyóirata. Mindnyájan örültünk a folyóirat megjelenésének, mert ily módon egyrészt megnőtt a publikálás lehetősége, másrészt alkalom nyílt a nagy érdeklődésnek örvendő referáló jellegű cikkek közlésére is. Az elmúlt három év alatt a Fizikai Folyóirat a magyar fizikusok kedvelt és olvasott folyóiratává vált, olyannyira, hogyha késve jelenik meg néha egy füzet, már türelmetlenül érdeklődünk a késés körülményei felől.

Minden könyv, folyóirat olvasásakor önkéntelenül is kialakul az emberben valamilyen vélemény az olvasmány tárgyról, a szerzőről, a szerkesztőről, röviden szólva magáról a könyvről, vagy folyóiratról. Ezek a spontán kialakuló vélemények számos írásmű későbbi

kiadásainál igen hasznos módon segítettek a szerzőnek vagy szerkesztőnek a könyv vagy folyóirat jó hírnevének öregbítésében. Mi, e cikk írói rendszeresen olvassuk a Fizikai Folyóiratot, annak cikkeit folyamatosan ismertetjük a Fizikai Szemle olvasótáborával. Az egyes füzetek cikkeinek összeválogatásáról, a dolgozatok nivójáról, a szerkesztésről és még sok kérdésről többször beszélgettünk, kicseréltük véleményünket. Mivel nézeteink sokban megegyeztek, elhatároztuk, hogy a szerkesztéssel kapcsolatos néhány megjegyzésünket megírjuk a Fizikai Szemlébe. Távol áll tőlünk az a szándék, hogy a Fizikai Folyóiratot hivatalosan bíráljuk, erre nálunk sokkal hivatottabb egyének vannak, mi — mint előbb említettük — a spontán kialakult kisebb észrevételeinket kívánjuk összefoglalni.

A Magyar Fizikai Folyóirat minden füzetében közöl 5–6, önálló eredményeket tartalmazó dolgozatot vagy referáló jellegű cikket. (A későbbiekben ezeket „nagy”

cikkeknek nevezzük.) Ezeknek a dolgozatoknak jelentős része olyan, hogy idegen nyelven az Acta Physicában vagy más ország fizikai szaklapjában is megjelenik. Az összes „nagy” dolgozatnak átlagosan egyharmada (az elmúlt három évi átlag) a Fizikai Folyóiraton kívül az Actában jelent meg. A dolgozatok témáikat tekintve megoszlának a fizika egyes ágai között. Ez a megoszlás természetesen nem egyenletes, hanem a hazai fizika arculatának megfelelő. Magától értetődő, hogy olyan témájú dolgozatok jelennek itt meg, amelyekkel nálunk foglalkoznak. Készítettünk egy táblázatot, amely az eddig megjelent dolgozatok téma szerinti megoszlását mutatja. A táblázatból az látszik, hogy a dolgozatok számaránya eléggé reális.

A megjelent dolgozatok téma szerinti megoszlása.

Téma	„Nagy” dolgozat	Labora- tóriumból	Folyó iro- dalomból	Klasszikus irodalom- ból
Relativitáselm., térelmélet....	12		1	9
Kísérleti magfizika	7	7	2	2
Atomfizika, atomelmélet (statisztikus atomelmélet)	13	1		
Termodinamika	1			
Kristályfizika, félvezetők, lumineszcencia	19	3	2	
Elméleti magfizika	7			3
Kvantumelmélet	4		3	6
Kozmikus sugárzás	6	1		
Akuszтика	6			
Spektroszkópia	12	1	1	
Csillagászat	1		1	
Elemi részek	1		4	
Mágnességtan	2			
Kísérleti berendezések	12	1	2	
Mechanika	1	1		

A „Folyó irodalomból” rovat külföldi szakemberek a magyar fizika szempontjából is érdeklődésre számítható dolgozatainak fordítását, továbbá néhány referátumot tartalmaz. Miként azt a táblázat mutatja ennél a rovatnál a témák szerinti megoszlás nem a legmegfelelőbb.

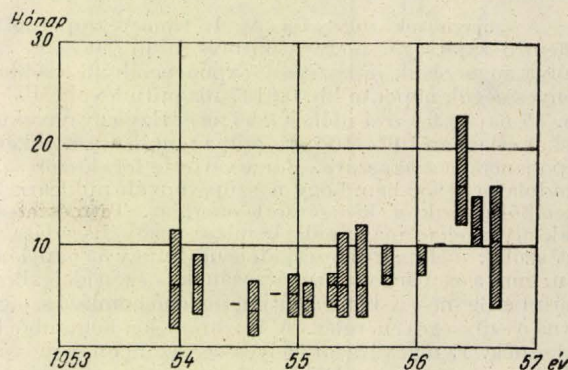
A „Klasszikus irodalomból” rovat a külföldi irodalom nagy jelentőségű, immár klasszikussá vált dolgozatainak fordítását tartalmazza. Ez a rovat igen kedvelt az olvasók körében. Véleményünk szerint a témák megválasztása is nagyon jó. Eredetiben olvashatunk több olyan dolgozatot, melyek könyvtárainkban nehezen találhatók meg.

A „Laboratóriumból” rovat a kísérleti fizikus munkája során szerzett tapasztalatok, készülékek leírását tartalmazza.

Könyvismertetéseket is közöl néha a Fizikai Folyóirat. Az ismertetések legtöbbje fordított szakkönyvet ismertet. Azt lehet mondani, hogy ezek tartalmi ismeretések, kritikái megjegyzések nem igen tartalmazznak. Persze ennek nem is igen lenne értelme, mert a szerzőt meg kell ismerni. Legfeljebb a szerkesztőt vagy a fordítót lehet kritizálni. Akkor viszont nincs értelme annak, hogy egy-egy könyvet a Magyar Fizikai Folyóirat is, a Fizikai Szemle is és esetleg még az Osztályközlemények is ismertessen. Ezek mellőzésével meg rövidülhetne a dolgozatok „szerkesztési” ideje.

Általános észrevétel a folyóirattal kapcsolatban az, hogy nagyon megnőtt a dolgozatok beküldése és megjelenése között eltelt idő. E kérdés szemléltetésére grafikont készítettünk a „nagy” dolgozatok „szerkesztési” idejéről. Az abszcissa tengelyen a folyóirat egyes füzetének megjelenési idejét, ordinátának pedig a megfelelő füzetekben található dolgozatok „szerkesztési” idejét mértük fel. A középső vonal az átlagos, a felső az egyes füzetekben található legnagyobb, az alsó a leg-

kisebb szerkesztési időt jelzi. Könnyen meggyőződhetünk arról, hogy 1955 első feléig fél év volt az átlagos „szerkesztési” idő. Ezután gyors emelkedés következett, s ennek kétszeresét érte el, sőt akadt olyan dolgozat is, amely 23 hónapig várt megjelenésére.



1. ábra

A dolgozatok szerkesztési idejének megnövekedése annak következménye, hogy egyetemeinkről és kutatóintézeteinkből egyre több dolgozat érkezik a folyóirat szerkesztőségébe. A dolgozatok száma valószínűleg ezután is növekedni fog. Ebből az következik, hogy a szerkesztési idő annyira meghosszabbodik, hogy a dolgozatokban foglalt problémák teljesen elveszítik aktualitásukat. Ez pedig a folyóirat katasztrófájához vezetne. Hogyan lehetne ezt elkerülni?

A legegyszerűbbnek nyilván az látszik, hogy a lap oldalszámát kell megnövelni és havonta megjelenő lappá átalakítani. Úgy gondoljuk azonban, hogy a folyóirat terjedelmének megnövelése jelenleg nagyobb akadályokba ütközik és egyelőre nem valószínűsíthető meg.

Másik lehetőség a lap tartalmának megváltoztatása lenne. Pl. meg lehetne szüntetni egyes rovatokat. Csak a „Folyó irodalomból” és „Klasszikus irodalomból” rovatok jöhetnek itt szóba. Megszüntetésük azonban nagyon rontaná a lap nevelő jellegét, melyet a szerkesztő a folyóirat megjelenésekor a beköszöntőben hangsúlyozott. A „Folyó irodalomból” rovat igen értékes összefoglaló cikkeket tartalmaz, melyek nagyon fontosak a fizikusok általános tájékozottságának növelése szempontjából. A klasszikus cikkek között pedig — a szerkesztés jóvoltából — többnyire olyan értékes dolgozatok olvashatók, melyek könyvtáraink folyóiratállományában nem igen találhatók. Kár lenne a nagy fizikusok munkáit ismertető, könnyen hozzáférhető fordításokat a folyóiratból kihagyni.

Fentebb már említettük, hogy a dolgozatok jó része (kb. egyharmada) olyan, amely az Acta Physicában is megjelent. Javasoljuk, hogy ilyen dolgozatokat a Fizikai Folyóirat ne közöljön. Minden Acta-cikk magyar nyelven (sőt bővített formában) való megjelenése csak akkor volna lehetséges, ha a Fizikai Folyóirat oldalszáma az Acta oldalszámának legalább másfél-kétszerese lenne. Ettől pedig, sajnos, távol állunk.

További nyereséget jelentene, ha a folyóirat szerkesztősége a színvonalat emelné: nem jelentene meg feltétlenül minden beküldött dolgozatot.

Ilyen módon a lap effektív terjedelmét kb. a kétszeresére lehetne növelni, ami a dolgozatok felhalmozódását megszüntetné, a szerkesztési időt — esetleg — a bűvös félév alá csökkentené, legalább is egy-két évre. A magyar fizikai kutatások örvendős fejlődése következtében ugyanis pár év múlva e problémák újra jelentkeznek.

Keszthelyi Lajos,
Nagy Károly

A FIZIKAI TUDOMÁNY HALADÁSÁBÓL

A szupernovák sugárzása Az I. típusú szupernovák jellemző sajátossága, hogy a kitörés után 50–100 nap múlva sugárzásuk intenzitása exponenciálisan esik s ez kb. 55 napos felezési időnek felel meg. Egy-egy novakitöréskor átlagban 10^{49} – 10^{50} erg esik az intenzitáscsökkenés exponenciális szakaszára. Borst vettette fel először azt a gondolatot 1950-ben, hogy a szupernovák nukleáris reakcióból nyerik a kisugárzott energiát. Természetesen csak olyan elem magjának bomlása vagy hasadása jöhet szóba, melynek felezési ideje ugyanúgy 55 nap körül van, mint a szupernovák sugárzásának felezési ideje. Borst szerint a Be^7 -nek K-befogás útján történő bomlása szolgáltatná a szükséges energiát. A berillium két héliumból keletkezne. E magyarázat helyessége azonban nem valószínű, mert egyrészt a Be^7 keletkezése ezen az úton valószínűtlen, másrészt igen nagy mennyiségű Be^7 bomlása szükséges ahhoz, hogy az említett 10^{47} erg energia szabaddá váljék, a Be^7 bomlásakor felszabaduló energia ugyanis csak 57 keV. Szóba jöhet a Sr^{89} elem magjának β -bomlása is mint energiaforrás. Ennek felezési ideje is 55 nap. Az előbbihez hasonló okokból azonban ez a magyarázat is valószínűtlen, mert a Sr^{89} -ből kilépő elektronok átlagos energiája 600 keV.

E. M. Burbidge, R. F. Christy és W. A. Fowler szerint az I. típusú szupernovák sugárzási energiája az 1952-ben felfedezett 254-es Californium-izotóp spontán hasadásából származik. A hasadás felezési ideje 55 nap, egy-egy Cf^{254} hasadásakor felszabaduló energia 200 MeV. Ennek az energiának legnagyobb részét a hasadási termékek viszik magukkal kinetikus energia formájában. Minthogy a hasadáskor tekintélyes energiamennyiség szabadul fel, nem kell valószínűtlenül nagy mennyiségű Cf^{254} jelenlétét feltételezni. Az említett szerzők szerint elfogadható magyarázat adható a Cr^{254} keletkezésére és arra, hogyan alakul át a hasadáskor keletkező fragmensek kinetikus energiája sugárzási energiává. (Phys. Rev. 103, 1145. 1956).

Sz. J.

Az olvadás hatása a pozitron élettartamára A pozitron, az elektron „antirészecskéje” nagyon rövid ideig létezik a természetben, ha elektronnal találkozik, azaz együtt elektromágneses sugárzássá alakul át. Ezt a folyamatot nevezzük szétsugárzásnak. Az elektron-pozitron pár azonban szétsugárzás előtt kötött állapotba kerülhet: létrejöhet a pozitronból és elektronnól

álló „atom”, a pozitronium. A pozitroniumnak kétféle alapállapota van: orto- és para-állapot. Az ortopozitroniumban az elektron és pozitron spinje párhuzamos (triplett állapot), a parapozitroniumban pedig a két részecske spinje ellentétes állású (szingulett állapot). Minthogy a zérus spinű parapozitronium kettő, az 1-es spinű ortopozitronium pedig legalább három fotonra sugárzódhatik szét (ezt kívánja az impulzusmomentum megmaradása) az utóbbinak az élettartama jóval nagyobb. H. S. Landes, S. Berko és A. J. Zuchelli azt találta, hogy folyékony naftalinban lényegesen nagyobb a pozitron átlagos élettartama, mint kristályos naftalinban. (Pozitronforrásként Na^{22} szolgált.) Úgy látszik, folyékony naftalinban kevesebb pozitron sugárzódik szét közvetlenül (pozitronium keletkezés nélkül), illetve kevesebb pozitronium keletkezik szingulett állapotban. (Phys. Rev. 103, 828. 1956).

Sz. J.

A fénysebesség mérése elektromos úton. Ismeretes, hogy az elektrosztatikus és elektromágneses töltésegység hányadosa éppen a fénysebesség. Többféle módszer ismeretes a fénysebességnek elektromos úton való meghatározására. Az ilyen mérésekben elektromos standardokra van szükség. A szerző olyan mérési eljárást ismertet, amelyben csupán méterrúd, stopperóra és mikrométer segítségével mért adatokból lehet meghatározni a fénysebességet. A mérés pontossága kb. 5%. (Am. Jour. Phys. 24. 189. 1956.)

K. L.

Fordított szappanbuborék A szappanbuborék vékony szférikus vízfólia, amelynek mindkét oldalán levegő van. A fordított szappanbuborék vékony levegőréteg, amelynek mindkét oldalán víz van. Lehet-e ilyen fordított szappanbuborékot előállítani? N. Shogan szerint nagyon egyszerűen. Egy üveg pohárból szappanos vizet öntünk néhány mm magasból egy vízzel telt edény felszínére. Akkor kis próbálkozás után a vízben létrejön a fordított buborék, a beöntött szappanos vizet a tál vizétől vékony levegőréteg határolja el. A buborék úszik a vízben, először lesüllyed, majd feljön a felszínre, onnan visszaverődik stb. Néhány percig oly módon megmarad, aztán szétpukkan, mint a közönséges szappanbuborék. A levegőréteg vastagsága kb. 0,005 mm. (Am. Jour. Phys. 24, 239. 1956.)

K. L.

Folyóirat kiadványaink előfizethetők és számonként is vásárolhatók a következő helyeken:

Akadémiai Könyvesbolt, Budapest, V., Váci utca 22.

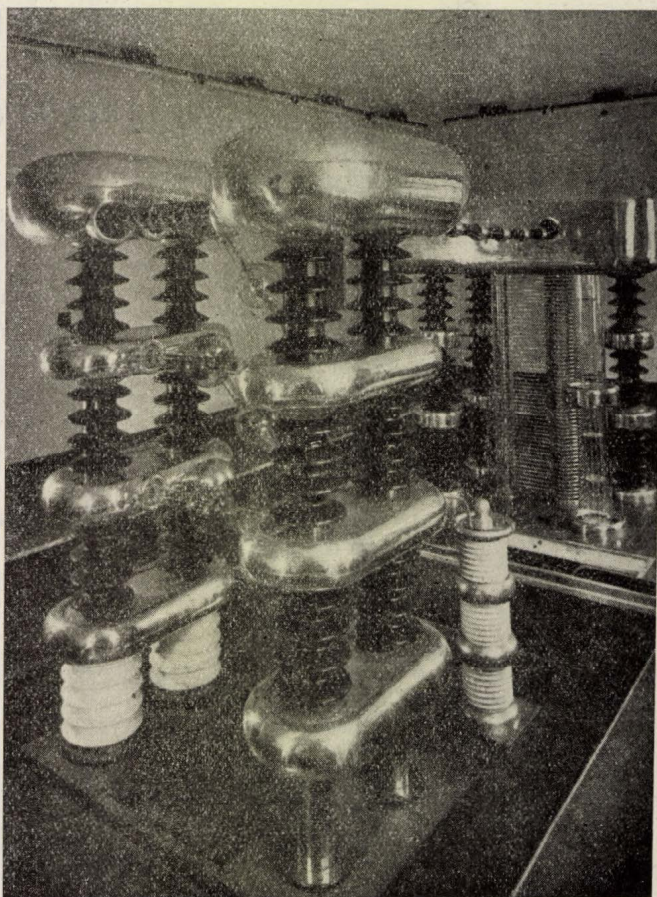
Akadémiai Kiadó Terjesztési osztály, Budapest, V., Alkotmány utca 21.

Posta Központi Hirlap Iroda, Budapest, V., József nádor tér 1.

FIZIKAI SZEMLE

VII. ÉVFOLYAM
1957.

4.



EÖTVÖS LORÁND FIZIKAI TÁRSULAT



Szerkesztőbizottság :

**Bodó Zalán, Csekő Árpád, Keszthelyi Lajos, Marx György,
Szalkai Ferenc, Szigeti György, Tarján Imre, Túrinné Frank Zsuzsa, Vermes Miklós**

Szerkesztőbizottság titkára : Túrinné Frank Zsuzsa

**Szerkesztőség : Budapest, V., Reáltanoda utca 13—15. Eötvös Loránd Fizikai Társulat
Távbeszélő : 187-423**

**Kiadóhivatal: Akadémiai Kiadó, Budapest, V., Alkotmány utca 21.
Távbeszélő : 111-010 ***

**Terjeszti a Posta Központi Hírlapiroda Vállalat
Budapest, V., József nádor tér 1. Telefon : 180-850
Előfizetés, személyes ügyfélszolgálat: József nádor tér 1., üzlethelyiség. Telefon: 183-022.
Csekk számlaszám : 61257.**

Előfizetés egy évre 30,— félévre 15,— Ft; egyes szám ára 6,— Ft

Megjelenik évente hatszor

TARTALOMJEGYZÉK

Egyed László : A nemzetközi geofizikai év magyar feladatai

Kisdiné Koszó Éva : Protonok atommagbéli sűrűségeloszlásának vizsgálata

Bozóky György—Sándor Tamás : Kísérleti eredmények a kozmikus sugárzás instabil részecskéinek kutatásában

Györgyi Géza : Az elemi részek családfájának megismerése felé

Marx György : A kvantumfizika elemei III.

A FIZIKA TANÍTÁSA

Kovács Mihály : Egyásra mérőleges rezgések összetétele

HÍREK — EGYESÜLETI ÉLET KÖNYVSZEMLE

A FIZIKAI TUDOMÁNY HALADÁSÁBÓL

СОДЕРЖАНИЕ

Л. Эгед : Задачи международного геофизического года для Венгрии

Кишди Э. Косо : Проверка распределенная густота протонов в атомном ядре

Дь. Бозоки—Т. Шандор : Опытные результаты в исследовании нестабильных частиц космического излучения

Г. Дьёрдьи : К познанию генеалогического дерева элементарных частиц

Дь. Маркс : Основы квантовой физики III.

PREPODAVANIE FIZIKAI

М. Ковач : Состав перпендикулярных друг на друга колебаний

ИЗВЕСТИЯ ИЗ ЖИЗНИ ОБЩЕСТВА ФИЗИКОВ
ОБЗОР КНИГ
ИЗ УСПЕХОВ ФИЗИЧЕСКИХ НАУК

INHALT

L. Egyed : Die Aufgaben des internationalen geophysikalischen Jahres in Ungarn

Éva Koszó Kisdi : Untersuchung der Dichteverteilung der Protonen im Atomkern

G. Bozóky—T. Sándor : Versuchsergebnisse in der Untersuchung der instabilen Höhenstrahlteilchen

G. Györgyi : Zur Erkennung des Stammbaums der Elementarteilchen

G. Marx : Die Anfangsgründe der Quantenphysik III.

UNTERRICHT DER PHYSIK

M. Kovács : Die Zusammensetzung der aufeinander senkrechten Schwingungen

NACHRICHTEN — AUS DEM VEREINSLEBEN
BÜCHBESPRECHUNG
FORTSCHRITTE DER PHYSIK

Címkepünk : Elkészült a Központi Fizikai Kutató Intézet Atomfizikai Osztályán egy 600 KeV-os nagyfrekvenciás fűtésű kaszkádgenerátor. A generátort jelenleg gyorsított lítium-ionokkal végzett kísérleteknél használják.

A kiadásért felelős : az Akadémiai Kiadó igazgatója

Műszaki felelős : Szöllősy Károly

A kézirat beérkezett 1957. VI. 25. Terjedelem : 6 (A/5) ív

Ez a folyóirat az MSZ 3405 és 5602 Á szerint készült

Akadémiai Nyomda, Budapest, Gerlőczy utca 2. — 42324/57 — Felelős vezető : Bernát György

FIZIKAI SZEMLE

AZ EÖTVÖS LORÁND FIZIKAI TÁRSULAT LAPJA

VII. évfolyam

4. szám

1957. augusztus

A Nemzetközi Geofizikai Év magyar feladatai

Az 1957. július 1-től 1958. december 31-ig tartó Nemzetközi Geofizikai Év nem az első nagyméretű tudományos világrendezvény, csupán megváltozott névvel örököse az 1882–83-ban megrendezett első és 1932–33-ban megrendezett második Nemzetközi Poláris Évnek s 25 év után követi azt.

A Poláris Év gondolata 1874-ben született meg Weysprech K. sorhajó-hadnagy agyában, aki ekkor tért vissza egy osztrák-magyar északi sarki expedícióról. Ennek az expedíciónak a konklúziójaképpen az a vélemény alakult ki benne, hogy a földmágnesség, tellurikus áramok s részben a meteorológia egyes kérdéseinek a kulcsa a Föld sarki területein keresendő. A szétszórt s nem eléggé gondosan megszervezett expedíciók azonban nem vezethetnek a titkok megfektetésére. Helyette nagyméretű, több nemzet részvételével megrendezett együttes megfigyelési programot kell végrehajtani. Ez biztosítja majd az adatok tudományos értékét is. Ezeket a gondolatokat fejtegette ki azután 1875 januárjában a bécsi Tudományos Akadémia hallgatósága előtt is. Bár a gondolatok egyes részleteivel több helyen foglalkoztak (Grác, Utrecht, Róma), az első nemzetközi poláris konferenciát csupán 1879-ben rendezték meg Hamburgban. Ezen a konferencián Németország, Ausztria, Dánia, Franciaország, Norvégia, Hollandia, Oroszország és Svédország vett részt, míg Anglia, Belgium, Spanyolország és Portugália kimentette magát. Bár a Nemzetközi Poláris Év megrendezését először 1881-re határozták el, végül is annak megrendezésére 1882 őszétől 1883 ősziig került sor. Weysprech azonban ezt már nem érte meg, mert 1881-ben meghalt. Az első Poláris Év eredményességét bizonyítja, hogy az 50 évvel később megrendezett második Poláris Év munkálataiban 1932–33-ban lényegesen több nemzet vett részt.

A Nemzetközi Geofizikai Év gondolata az Ionoszférakutatók Nemzetközi Bizottságának brüsszeli ülésén 1950-ben vetődött fel. Az Ionoszféra Bizottság felhívta a világ tudományos egyesleteit, hogy indítsanak meg ismét az 1932–33-ban megrendezett második Poláris Évhez hasonlóan nemzetközi együttműködéssel végrehajtandó kötelező munkát. Ehhez a felhíváshoz számos nemzetközi tudományos egyesület csatlakozott, többek

között a Nemzetközi Geodéziai és Geofizikai Unió, a Meteorológiai Világszervezet, a Nemzetközi Elméleti és Alkalmazott Fizikai Egyesület, a Nemzetközi Csillagászati Egyesület stb. s a Tudományos Egyesületek Nemzetközi Tanácsa 1952-ben létrehozta a Nemzetközi Geofizikai Év Speciális Bizottságát.

A világ e nagyszabású kutatási vállalkozásának a neve innen nem harmadik Poláris Év lett, mert a feladatok messze túl nyúltak a sarkvidékek területének a tanulmányozásán.

Milyen feladatok kerültek a Nemzetközi Geofizikai Év programjába? Az 1954-ben Rómában tartott ülésen 11 programpontot jelöltek ki, amelyekhez egy évvel később Brüsszelben még kettőt csatoltak. Ezek a következők:

1. Világnapok kijelölése,
2. Meteorológia,
3. Földmágnesség,
4. Sarkifény és éjszakai égboltsugárzás,
5. Ionoszféra-kutatás,
6. Naptevékenység,
7. Kozmikus sugárzás,
8. Földrajzi szélesség- és hosszúság-ingadozások,
9. Glaciológia,
10. Oceánográfia,
11. Rakéták és mesterséges holdak,
12. Szeizmológia,
13. Gravitáció.

A feladatok egyes országokra vonatkozó feladatokat jelölnek s a viszonylagosan gyorsan lejáró jelenségek együttes megfigyelésén kívül a legfontosabb program a ritkán lakott s kevésbé felkutatott területek felkutatása. Ezek között is főhelyen a Délipólus szárazulatának, Antarktisznak minden szempontból való felkutatása van műsorra tűzve.

Magyarország a fenti nagyszabású program szakterületeinek hét csoportjából vállalt feladatokat, mégpedig a meteorológia, földmágnesség, ionoszféra, naptevékenység, kozmikus sugárzás, szeizmológia és gravitációs vizsgálatok területéről.

A meteorológiai program keretében mintegy 24 észlelőállomás dolgozik. A talajszintű állomások szinoptikus észlelése mellett naponta kétszer

határozzák meg a magaslégtér hőmérsékletét, nyomás és nedvességtartalmát, s azonkívül 4 magassági szélmerést is végeznek.

A légkör általános cirkulációjának az energia-szükségletét a napsugárzás fedezi. A napsugárzás mérése tehát fontos feladatot jelent a Nemzetközi Geofizikai Év meteorológiai feladatában. A nap- és égboltsugárzás folytonos regisztrálását Magyarországon mintegy 20 sugárzásmérő állomáson végzik. Ehhez csatlakozik a közvetlen sugárzás mérése, a nap ultraibolya sugárzásának mérése, a napfénytartam regisztrálása. Mindezek az adatok elsősorban a légkör energiatartalmával s energia-eloszlásával hozhatók kapcsolatba.

A földmágnesség programja a magaslégtérben lejátszódó jelenségek pontosabb meghatározását tűzte ki célul. Ez azt jelenti, hogy a mágneses észleléseknél elsősorban a földi mágnes-tér időbeli változásai érdeklik a kutatókat a Nemzetközi Geofizikai Év ideje alatt.

A pontosabb vizsgálat azt kívánja, hogy az obszervatóriumokban szokásos normál regisztrálások mellett különösen erős mágneses tevékenység idején nagyobb felbontás mellett a mágneses tér gyorsváltozásait is regisztrálják az erre a célra szerkesztett gyorsregisztráló berendezéssel. A mágneses mérések központja az Állami Eötvös Loránd Geofizikai Intézet Obszervatóriuma lesz Tihanyban. Az itteni mágneses obszervatórium jelenleg Közép-Európa egyik legkorszerűbb mágneses obszervatóriuma. E fő észlelő állomáson kívül tervbe van véve még három észlelőállomás felállítása is Aggteleken, Debrecenben és Baja környékén.

A földi mágnesség regisztrálásán kívül tervbe van véve a földi áramok vagy telluráramok regisztrálása is, mégpedig Tihanyban és a M. Tud. Akadémia Kutatólaboratóriumának Nagycenken épült észlelőállomásán.

Bár a földi áramok keletkezéséről többféle elképzelés van forgalomban, mégis úgy hisszük, hogy a Geofizikai Év mérési adatai közelebb fognak vinni e kérdésnek is a megoldásához.

A mágneses variációkon kívül a magyar feladatok között szerepel az ország mágneses hálózatának újramérése is. Ennek jelentősége a mágneses tér évszázados változásainak a pontosabb meghatározásaiban van.

A magyarországi ionoszféra vizsgálatok ismét a Meteorológiai Intézet keretében történnek, mégpedig annak pestszentlőrinci obszervatóriumában.

A feladat az ionoszférában végbemenő változások vizsgálata, amelyek amiatt állnak elő, mert

a napsugárzás hatására az egyes ionoszférikus rétegek magassága ingadozni fog. De változni fog ennek következtében a róluk visszaverődő rádióhullám impulzusok határfrekvenciája is.

A hazai ionoszféra kutatás keretében rádió-visszhang-méréseket végeznek 1–20 Megahertz frekvenciasávon s a visszaverődésből számítják ki a különböző ionoszféra rétegeket. E vizsgálatok eredményeinek fontos szerepe van a rádiózás terjedési körülményeinek vizsgálatán kívül a táv-idojelzésben is.

A Nap felszínén lefolyó jelenségek megfigyelését a Csillagvizsgáló Intézet Napfizikai Osztálya vállalta. A Nap felületén lejátszódó események igen fontos szerepet játszanak a földi mágnesség jelenségeinek, különösen a mágneses viharok kialakításában. De ugyanilyen a szerepük a telluráramok terén, sőt vannak olyan megfigyelések is, hogy a földi légköri viszonyokat is erősen befolyásolják.

A Központi Fizikai Kutatóintézet is szerepet vállalt a Nemzetközi Geofizikai Év programjából. Itt fogják végezni a kozmikus sugárzások mezonkomponensének állandó regisztrálását, nagy látószögű teleszkóppal. A regisztrálás esetleg nem is a felszínen, hanem 30 m mélységben fog történni.

A szeizmológia területéről a szokásos szeizmológiai szolgálat ellátása mellett tervbe vették a magyarországi kéregszerkezet felépítésének mély reflexiókkal való meghatározását az elsőrendű gravitációs alappontok közelében (azaz mintegy 16 ponton). Ez esetleg magyarázatot ad a magyar medence egyes régóta fennálló rejtélyeinek a megoldására. De tervezzük azt is, hogy a Geofizikai Év adatainak a felhasználása mellett a földrengek keletkezésének a kérdését is megoldjuk. Az eddigi ilyen irányú vizsgálatok biztatóak.

Hazánk klasszikus geofizikai kutatási területéről, a gravitációs vizsgálatok területéről az árapálykeltő erők regisztrálása szerepel a Nemzetközi Geofizikai Év hazai programjában. Ezekből a mérésekből a Föld rugalmas viselkedésére várunk értékes adatokat.

Nagy vonalakban s vázlatosan ez az a program, ami a magyar geofizikusok, meteorológusok, csillagászok és fizikusok egy részének az idejét és érdeklődését erősen leköti a következő másfél évben. Reméljük nem eredmény nélkül.

Egyed László

a Nemzetközi Geofizikai Év
Magyar Nemzeti Bizottságának
titkára

Protonok atommagbéli sűrűségeloszlásának vizsgálata

Rutherfordnak századunk elején α -részekkel végzett híres szórás kísérletei megmutatták, hogy az atom pozitív töltésű magjának mérete az atom méreteihez képest elhanyagolhatóan kicsiny, a mag pontszerűnek tekinthető. Azóta az atommaggal foglalkozó kutatások az érdeklődés homlokterébe kerültek. Kiderült, hogy a mag véges térfogatú, térfogata a tömegszámmal arányos. Az atommagot homogén gömbnek képzelve, sugara nagyságrendben 10^{-13} cm. Az atommagok egyrésze többé-kevésbé eltér a gömbszimmetriától, mint azt a mag kvadrupólmomentum létezése is mutatja, ezzel azonban a továbbiak folyamán nem kívánunk foglalkozni. Gömbszimmetrikus magoknál a mag sugarának pontos meghatározása és a proton, ill. neutronsűrűség radiális függése érdekes. Erre a célra számos kísérlet és mérési módszer áll rendelkezésünkre [1]: nagyenergiájú szórás kísérletek (elektron, μ -mezon, proton, neutron és α -rész szórása), a μ -mezon atom spektruma, a kötött elektron röntgenspektrumának finomszerkeztúrája (ez ugyan csak kis mértékben függ a mag sugarától, de az effektus kicsiségét részben kompenzálja a nagy mérési pontosság), α -bomlás, a tükörmagok kötési energiájának egymástól való eltérése mind alkalmas a magsugár meghatározására. A különböző módon meghatározott magsugarak azonban csak nagyságrendileg egyeznek. Ennek oka egyrészt az, hogy nem egyenletes sűrűség esetén a magsugár nincs egyértelműen definiálva, az egyes mérési módok más és más effektív magsugarat mérnek; másrészt az előbb felsorolt mérési módok nagyrészt kiértékelése igen közvetett, számos elméleti feltevést és közelítést tartalmaz, ami bizonytalanná teszi az eredményt. Jelenleg a magsugár meghatározására a legpontosabb eljárás a μ -mezon atom színképeinek [2], ill. a nagyenergiájú (~ 100 MeV-os) elektronszórás kísérleteknek [3] a kiértékelése. Ez utóbbi segítségével nemcsak a magsugárra, hanem a sűrűségeloszlás sugármenti változására is következtethetünk. A továbbiakban ezzel a két módszerrel fogunk részletesebben foglalkozni.

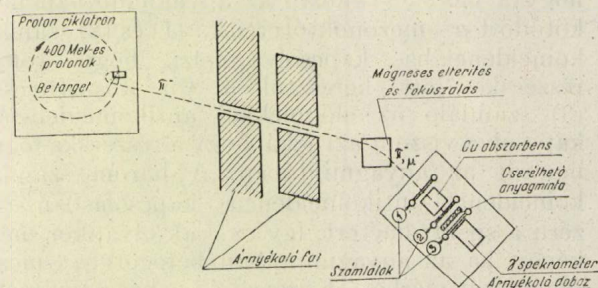
μ -mezon atom.

A Fizikai Szemle egyik előző számában [4] már volt szó arról, hogy a negatív töltésű μ -mezon éppúgy megkötődhet a pozitív mag Coulomb terében, mint az elektron azzal a különbséggel, hogy nagyobb tömege miatt közelebb kerül a maghoz, mint a megfelelő energianívón levő elektron. Nehéz atommagok esetében a legmélyebb nívón levő μ -mezon pályája már a mag „belsejében” van, így pl. Pb atomban a μ -mezon 1s Bohr pályájának sugara $3 \cdot 10^{-13}$ cm, míg a Pb mag sugara kb. $7 \cdot 10^{-13}$ cm. A következő 2p pálya sugara $12,3 \cdot 10^{-13}$ cm, tehát a magon kívül esik. A $2p \rightarrow 1s$ átmenet energiakülönbsége emiatt nagyon érzékeny a magsugár értékére. Pontszerű

mag esetén az átmenet energiakülönbsége Bohr formulája szerint:

$$\Delta E = \frac{3Z^2 m e^4}{8 \hbar^2} \quad (1)$$

ahol e az elemi töltés, \hbar a Planck állandó, Z a rendszám, m a μ -mezon tömege. Az ebből számított ΔE értékeket írtuk fel különböző Z rendszám esetén az I. táblázat második oszlopában.



1. ábra

$R = r_0 \cdot A^{1/3}$ sugarú homogén gömbnek tekintett mag belsejében a potenciális energia már különbözni fog a Ze^2/r értéktől. Erre az esetre ugyancsak kiszámítható ΔE . Az I. táblázat harmadik oszlopában $r_0 = 1,3 \cdot 10^{-13}$ cm értékkel* számolt energiakülönbségek vannak feltüntetve.

I. táblázat

Z	ΔE (MeV)	
	$r_0 = 0$ cm	$r_0 = 1,3 \cdot 10^{-13}$ cm
22	1,03	0,94
29	1,79	1,5
51	5,5	3,4
82	14,3	5,4

Látható, hogy a véges magsugár főleg a nehezebb magoknál befolyásolja a számított energiakülönbség értékét. Ezért ez a mérési módszer főleg a nehéz és középnehéz ($Z > 20$) magokra használható.

A mérési feladat tehát az, hogy különböző μ -mezon atomok esetén megmérjük a $2p \rightarrow 1s$ átmenetkor kisugárzott röntgensugárzás energiáját.

Fitch és Rainwater a következő kísérleti berendezést használták (1. ábra): Ciklotronban felgyorsított protonokkal Be céltárgyat bombázva π -mezonok keletkeznek. A π -mezonokat az árnyékoló falba vágott keskeny csatornán keresztül kihozva mágneses tér téríti el és így a zavaró

* Régebbi, más mérési módszereknek megfelelő érték.

egyéb sugárzástól, elsősorban neutronoktól megtisztul a nyaláb. Ütközben a π^- -mezonok μ^- -mezonra és neutrínóra bomlanak. (A π^- -mezon élettartama $2,5 \cdot 10^{-8}$ sec.) Az így kapott μ^- -mezon nyalábot meg kell tisztítani a maradék π^- -mezonoktól. Ezért egy megfelelő vastagságú Cu abszorbensen engedték keresztül a nyalábot, ebben a π^- -mezonok igen nagy valószínűséggel befogódnak a magokba, a μ^- -mezonok pedig lelassulnak annyira, hogy az ezután következő mintegy $\frac{1}{2}$ cm vastag cserélhető anyagmintában kötődnek meg. Az itt bekövetkezett $2p \rightarrow 1s$ átmenetkor kisugárzott γ energiáját egy spektrométerrel mérték. Az ábrán látható három számláló jelezte, hogy a mért γ valóban az anyagmintában megkötődött μ^- -mezonoktól ered-e: (1) és (2) számláló koincidenzába kapcsolva jelzi, hogy töltött részecske jött keresztül a Cu abszorbensen. (3) számláló az előbbiekkal antikoincidenzába kapcsolva viszont azt jelzi, hogy a részecske fogva maradt az anyagmintában. A három számláló koincidenzia-antikoincidenzia kapcsolásban vezérli a spektrométert, így ez csak olyankor mérőképes, ha az anyagmintában befogott μ^- -mezon sugárzását mérheti. Közepes és nehéz atommagokon mérve mintegy 2–3%-nyi pontossággal határozták meg a γ energiáját. Az így meghatározott γ energiák nem egyeznek meg pontosan az I. táblázat harmadik oszlopában megadott értékekkel. Meg lehet azonban r_0 -t választani úgy, hogy a számított ΔE energiakülönbség a γ sugárzás kísérletileg mért energiájával egyezzen meg. A II. táblázatban a mért energiakülönbségeket és az ezeknek megfelelő r_0 értékeket tüntettük fel.

II. táblázat

Z	$E_{\text{mért}}$ (MeV)	r_0 (10^{-13} cm)
22	0,955	1,17
29	1,55	1,21
51	3,50	1,22
82	6,02	1,17

A μ^- -mezon atom színeképének vizsgálatából tehát az atommag sugarára a következő értéket kapjuk:

$$R = (1,19 \pm 0,03) \cdot 10^{-13} \text{ A}^{1/3} \text{ cm} \quad (2)$$

Nagyenergiájú elektronokkal végzett szórás kísérletek

Keskeny elektronnyalábot engedve vékony fóliára az elektronok a fólia atommagjainak Coulomb-terén rugalmasan szóródnak, a különböző irányban szóródott elektronok számából következtethetünk a szóró potenciálra. Kisenergiájú (néhány MeV alatti) elektronokkal végezve szórás kísérletet az elektron hullámhossza nagy a mag méreteihez képest, így azt pontszerű pozitív töltésnek érzi, a mag töltésének térbeli eloszlásáról

nem adhat képet. (Kicsiny az elektron-mikroszkóp „felbontóképessége”. Közepes elektronenergiáknál (10–100 MeV) az elektron de Broglie hullámhossza megközelíti a magok méreteit, $\lambda_{10 \text{ MeV}} = 124 \cdot 10^{-13} \text{ cm}$, $\lambda_{100 \text{ MeV}} = 12,4 \cdot 10^{-13} \text{ cm}$. Ilyen energiájú elektronokkal kapott szórás kép már erősen különbözik a pontszerű töltésen szóródott elektronokétól, a szög szerinti eloszlásból a mag sugarára lehet következtetni pár százalékos pontossággal.

Nagyenergiájú (néhány 100 MeV-es) elektronokkal végzett szórás kísérletek számot adnak a mag belsejében levő töltéseloszlásról is. Az elektronok behatolnak a mag belsejébe, de Broglie hullámhosszuk a magsugar nagyságrendjébe esik. ($\lambda_{550 \text{ MeV}} = 2,25 \cdot 10^{-13} \text{ cm}$).

Ha a magbéli proton sűrűséget $\varrho(r)$ -rel jelöljük, akkor a szórás differenciális hatáskeresztmetszetére az ismert Born-féle módszerrel a következő formulát vezethetjük le:

$$\sigma(\Theta) = \left(\frac{Z e^2}{2 E} \right)^2 \frac{\cos^2 \frac{\Theta}{2}}{\sin^4 \frac{\Theta}{2}} \left[\int_0^\infty \varrho(r) \frac{\sin(qr)}{qr} 4\pi r^2 dr \right]^2 \quad (3)$$

melyben Θ a szórási szög, E a szóródó elektron kinetikus energiája,

$$q = \frac{2 E}{\hbar c} \sin \frac{\Theta}{2} \quad (3a)$$

A differenciális hatáskeresztmetszet fenti formulájában szereplő integrált az atommag formafaktorának nevezzük és $F(q)$ -val jelöljük:

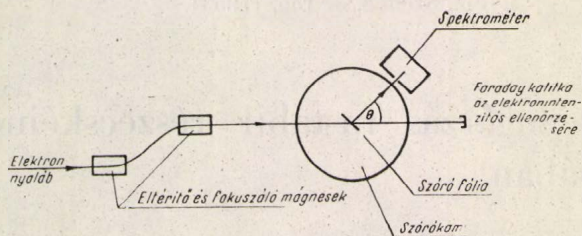
$$F(q) = \frac{4\pi}{q} \int_0^\infty \varrho(r) \sin(qr) r dr \quad (4)$$

Hofstadter és munkatársai többéves kísérleteik során a legkülönbözőbb anyagokon 100–500 MeV energiatartományban végeztek szórás kísérleteket. Ezeknek kiértékelése olyan formában történt, hogy a legkülönbözőbb töltéseloszlásokat (egyenletes sűrűségű, Gaus görbe-szerű, exponenciális, Yukawa potenciálnak megfelelő, gömbhéj és ezek módosítása) feltételezve számoltak hatáskeresztmetszetet és ezt hasonlították össze a kísérleti adatokkal.

A kísérleti berendezésben (1.2. ábra) egy lineáris gyorsítóból kapott megfelelő nagy energiájú elektronnyalábot mágneses eltérítés és fókuszálás után juttatják a szórókamrába. Itt a kamra tengelyében elhelyezett vékony fólia, vagy nagy nyomású ($\sim 100 \text{ atm}$) gáz atommagjain szóródnak az elektronok. A kiválasztott szög alatt szóródott elektronok energiáját egy mágneses spektrométer-

rel analizálják. A spektrométer a szórókamra tengelye körül forgatható, a spektrométerbe az elektronok csak egy keskeny résen keresztül juthatnak. A szórókamra oldalfalán körben vékony ablak van, amin keresztül tetszőleges szög alatt szóródott elektronok mérhetők.

A mérési pontosságot növeli, ha relatív szóráshatás-keresztmetszeteket határoznak meg pl. oly módon, hogy szórófoliáként oly anyagot használnak, melyben a mérendő atomon kívül hidrogén is van. Így minden egyes szög alatt meg lehet mérni a mérendő hatáskeresztmetszetenek és a hidrogén szóráshatáskeresztmetszetének hányadosát. A



2. ábra

kettő könnyen szétválasztható, ugyanis laboratóriumi rendszerben — ahol a mérések történnek — az atommagok visszalökődése folytán az elektronok energiát veszítenek. Mivel a hidrogénmag a legkisebb tömegű, az ezen szóródott elektronok kisebb energiájúak, mint az egyéb atommagokon szóródottak.

A kísérleti eredményeket röviden összefoglalva a III. táblázat tartalmazza. A második oszlopban a kísérletekkel legjobban egyező sűrűségeloszlás van feltüntetve. A mellélt kis számok a 3. ábrára utalnak, ahol az egyes sűrűségeloszlásokat ábrázoltuk $\frac{r}{a}$ függvényében. Az itt, és a táblázat harmadik oszlopában szereplő a az atommag átlagsugarát jelöli, melyet

$$a = \left(\frac{4\pi \int_0^\infty r^2 \rho(r) r^2 dr}{4\pi \int_0^\infty \rho(r) r^2 dr} \right)^{1/2} \quad (5)$$

összefüggés definiál. A negyedik oszlopban feltüntetjük a konstans sűrűségnek megfelelő $r_0 = \frac{R}{A^{1/3}}$ értéket.

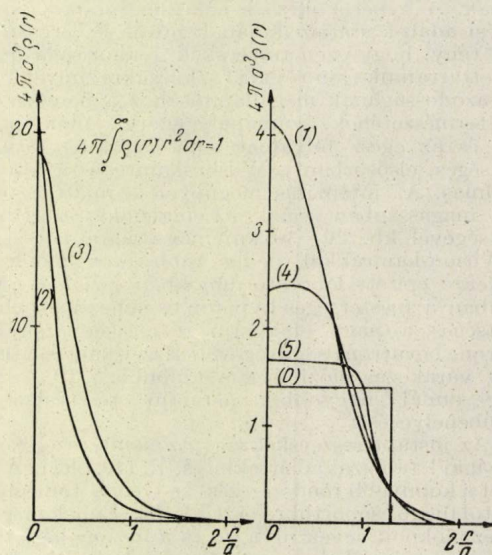
A táblázat első sorában a hidrogénmag, tehát a proton sugarára kapott érték tátható. Meglepő, hogy a proton nem pontszerű, hanem sugara a többi maggal egyforma nagyságrendűnek adódott. A táblázatból látszik, hogy minden magnál

más és más sűrűségeloszlást feltételezve kapunk a kísérleti eredményekkel jól egyező hatáskeresztmetszetet. Ez nem egyezik eddigi elképzeléseink-

III. táblázat

	Protonsűrűségeloszlás	a (10^{-13} cm)	r_0 (10^{-13} cm)
$^1\text{H}^1$	Gauss görbe (1) egyaránt exponenciális (2) jól leírja	$0,77 \pm 0,10$	1,00
$^2\text{He}^4$	Gauss görbe (1)	1,61	1,31
$^3\text{Li}^6$	Módosított exp. (3)	2,78	1,98
$^3\text{Li}^7$	„ „	2,71	1,83
$^4\text{Be}^9$	„ „	3,04	1,89
$^{12}\text{C}^{12}$	Héjmodell (4)	2,37	1,33
$^{12}\text{Mg}^{24}$	Módosított Gauss görbe	2,98	1,33
$^{14}\text{Si}^{28}$	„ „ „	3,04	1,29
$^{16}\text{S}^{32}$	„ „ „	3,19	1,30
$^{20}\text{Ca}^{40}$	Fermi-féle (5)	3,52	1,32
$^{23}\text{V}^{51}$	„	3,59	1,25
$^{27}\text{O}^{59}$	„	3,83	1,27
$^{43}\text{In}^{115}$	„	4,50	1,19
$^{51}\text{Sb}^{122}$	„	4,63	1,20
$^{72}\text{Ta}^{181}$	„ + kvadrupól	5,50	$\sim 1,25$
$^{76}\text{Au}^{197}$	„	5,32	1,18
$^{82}\text{Pb}^{208}$	„	$\sim 5,42$	1,18
$^{83}\text{Bi}^{209}$	„	5,52	1,20

kel. Valószínű, hogy a tényleges sűrűségeloszlás az összes magnál hasonló, de nem egyezik meg az itt felvett egyik modellel sem. Éppen azért az len-



3. ábra

ne az egyedül megnyugtató módszer, ha nem próbálgatással keresnének megfelelő sűrűségeloszlást, hanem a kísérletileg mért szóráshatáskeresztmetszetből számítanak ki visszafelé a $\rho(r)$ proton-

sűrűséget. Erre megvan a lehetőség, (4) képlet megfordításából

$$\varrho(r) = \frac{1}{2\pi^2 r} \int_0^\infty F(q) \sin(qr) q dq \quad (6)$$

Itt az $F(q)$ helyébe a mért differenciális hatás-keresztmetszetnek megfelelő formafaktort kell beírni. Az integrál elegendő pontosságú kiszámításához $F(q)$ -t igen sok q értékre kell megmérni, nagy pontossággal. Az eddigi mérések nem alkalmasak arra, hogy a formafaktort a $0 \leq q \leq \infty$ intervallumban kellő pontossággal megadják. Remélhető azonban, hogy a mérési pontosság foko-

zásával és az adatok szaporításával erre hamarosan lehetőség nyílik. Ezáltal az atommagbéli proton-sűrűség eloszlását közvetlen kísérlettel sikerülne meghatározni és így az atommagról való tudásunk egy lényeges lépéssel előbbre jutna.

Kisdiné Koszó Éva

Központi Fizikai Kutató Intézet
Elektromágneses Hullámok
Osztálya

IRODALOM

1. Fiz. Szemle, 5, 89, (1955).
2. L. Fitch, J. Rainwater, Phys. Rev. 92, 789, (1953)
3. R. Hofstadter, Rev. Mod. Phys. 28, 214, (1956)
4. Fiz. Szemle, 3, 165, (1953).

Kísérleti eredmények a kozmikus sugárzás instabil részecskéinek kutatásában

BEVEZETÉS

A kozmikus sugárzási kutatások során 1937-ben fedezték fel a μ -mezont [1] és csak 10 év eltelte után került sor a π -mezont megismerésére [2]. Az elmúlt évtizedben azonban rohamosan gyűlte fel a fotoemulzióban és Wilson-kamrában észlelt megfigyelési adatok, amelyek eddig még nem ismert elemi részecskék, a nehéz mezonok és hyperonok felfedezésére vezettek.

Tekintettel arra, hogy a kísérleti anyag állandóan növekszik és összefoglaló munka erről a témáról alig jelent meg, megkíséréljük ismereteink mai állását leírni, bár várható, hogy mire jelen cikk megjelenik, máris kiegészítésre fog szorulni. Ez annál is inkább lehetséges, mivel az elemi részecske-kutatás még nem tekinthet hosszú múltra vissza és előfordulhat, hogy egyes itt szereplő adatokat később elvégzett kísérletek módosítani fognak. A hyperonokra és nehéz-mezonokra vonatkozó mérési adatok statisztikájának növelését erősen gátolja az a tény, hogy ezen részecskék gyakorisága igen kicsi és élettartamuk igen rövid. Észlelésükre, mivel a részecskék azonosságának megállapításához a bomlási részecskék természetének, számának, energiájának megállapítása és az egész folyamat lehetőleg teljes áttekintése szükséges, elsősorban a Wilson-kamra és a fotoemulzió alkalmas. Az intenzitás megnövelése miatt az észlelést nagy magasságban végzik, az emulziókat ezért ballonok segítségével kb. 20–30 km magasságra bocsátják fel, a Wilson-kamrákkal pedig több ezer méter magas hegyekre épített laboratóriumokban észlelnék. Ma már azonban a mesterséges hyperon és nehéz-mezonkeltés is lehetséges a nagy energiájú részecskegyorsítók (kozmotron, bevatron) segítségével. Ezzel kapcsolatban igen nagy várakozás előzi meg a különböző 10 GeV-es (*) vagy annál nagyobb energiájú részecskegyorsítók üzembehelyezését.

Az instabil részecskékről „Az elemi részecskék tulajdonságai” táblázat ad áttekintést (1. 119. old.). A részecskéket a könnyebb rendszerezés kedvéért, tömegük nagyságától függő csoportokra osztjuk [3]. Ennek megfelelően L-mezonoknak nevezzük a μ - és π -mezonokat, valamint azokat a részecskéket, melyeknek tömege — felfedezésük esetén — az elektron és a π -mezont tömege közé esne. Az L-mezonokat jelen dolgozatban — mivel nagy gyakoriságuk miatt jól ismertek — nem tárgyaljuk részletesen. A táblázatban szereplő negyedik csoportban a K-mezonok vannak. A K-mezonokhoz soroljuk mindazon részecskéket, melyek tömege nagyobb a π -mezonénál, de kisebb

a proton tömegénél. Az utolsó csoportba, a hyperonokhoz pedig azon részecskék tartoznak, melyeknek tömege nagyobb a nukleonokénál, de kisebb a deuteron tömegénél. Ezen tulajdonságuk miatt a mezonokat kis, a hyperonokat pedig nagy görög betűvel szokás jelölni.

Az instabil részecskék elnevezése, mivel a csoportosítás gyakran változik, állandó zavarok forrása. Szokás elegendő kísérleti anyag hiányában szimbólumokat bevezetni egyes jellegzetes folyamatokra. Ilyen pl.: a V-folyamat, melynél a mozgó K-mezon vagy hyperon nyoma a ködkamrafelvételeken V betűhöz hasonlít, vagy az S-folyamat, mely alatt nyugvó K-mezon-, ill. hyperonbomlást, vagy atommagba való befogódást értünk. A bomló részecskét, melyet a folyamatától függően V- vagy S-részecskének neveznek, \pm vagy 0 index-szel jelöljük, aszerint, hogy pozitív vagy negatív töltésű, vagy pedig semleges.

Vannak olyan részecskék is, melyeknél a bomlásszkéma még nincs teljesen tisztázva, ezeket csak csoportnevük betűjével (K vagy Y) és egy a bomlásukra jellemző index-szel látjuk el, pl.: $K_{\mu 2}^{\pm}$ egy olyan K-mezon, mely két részecskére, egy μ^{\pm} -mezonra és egy neutrínóra bomlik.

K-MEZONOK

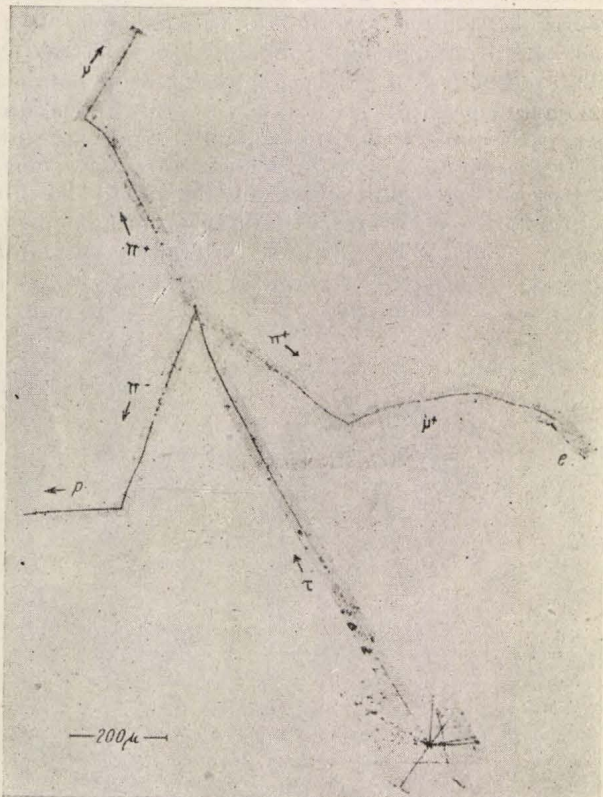
A τ^{\pm} -mezon. Powell és munkatársai [4] már 1949-ben felfedezték a τ -mezont jellegzetes három töltött részecskére való elbomlása következtében. Azóta a különböző kutató csoportok több mint száz példát figyeltek meg, mind fotoemulzióban, mind ködkamrában erre a feltűnő három részecskebomlásra vonatkozóan. A viszonylag nagyszámú mérésből a τ -mezon tulajdonságai ma már jól ismertek. A fotoemulziós vizsgálatok általában csak a pozitív töltésűt mutatják ki a bomlási részecskék töltésének az ismeretében [pl. 5], de mágneses eltérítéssel működő ködkamrákkal végzett mérések mindkét előjelű τ -mezont kimutatják.

A nyugalomba jövő τ -mezon tipikus bomlását az 1. ábrán láthatjuk. Ilyen kedvező körülmények között észlelt részecskenyomokból (többnyire

* 1 GeV = 10^9 eV.

ilyenek vannak fotoemulzióban) messzemenő kvantitatív következtetéseket lehet levonni:

1. Mivel egy bomlása előtt lefékeződött τ -mezon bomlástermékei egy síkban emittálódnak, azt lehet feltételezni, hogy csak három szekundér-



1. ábra. A teljes τ^+ -bomlás első példája. [G. Belliboni, B. Sechi, B. Vitale. Nuovo Cimento Suppl. 12, 195, 1954.]

részecske van, és semmilyen más esetleges további semleges bomlástermék nem fordul elő. Ezt a következtetést az a körülmény erősíti meg, hogy a három töltött szekundér-részecske impulzusának összege zérus.

2. A három bomlási-részecske szóródása, hatótávolsága, valamint a nyomok szemcsesűrűsége mérésekből meghatározható a részecskék sebessége, impulzusa, s így a tömege is. Ezekből a mérésekből állapították meg, hogy a bomlási részecskék π -mezonok.

3. Azt a tényt, hogy a keletkezett részecskék π -mezonok, az is megerősíti, hogy némely esetben a bomlási részecske pályája végén a π^+ -mezonokra jellemző $\pi \rightarrow \mu \rightarrow e$ bomlást lehet megfigyelni. (l. 1. ábrát). Más esetekben viszont a π^- -mezonok egyes lassú protonok emissziójával járó ismert magbefogódását (σ -csillag) találták.

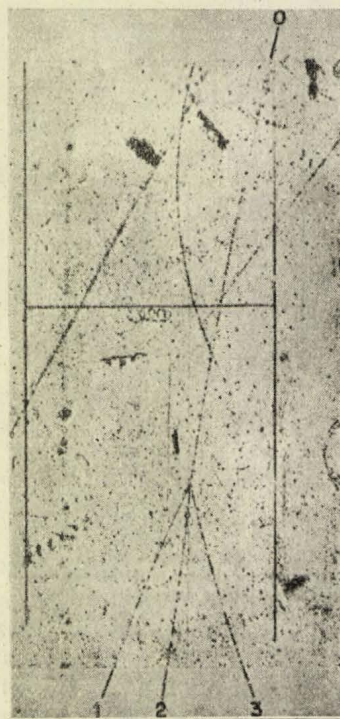
Ezek után a τ -mezonok bomlási szkémája következő alakban írható:

$$\tau^\pm \rightarrow 2\pi^\pm + \pi^\mp + Q_\tau. \quad (1)$$

A Q_τ a bomlásnál szabaddá váló energia, a három bomlási részecske kinetikus energiájának az összege. A kinetikus energiákra a hatótávolság-

ból lehet következtetni. (Természetesen csak akkor, ha a nyugalomba jött τ -mezon elbomlik és ez fotoemulzióban többnyire bekövetkezik.) 54 bomlásból Q_τ -ra pl. a következő érték adódik: $75,0 \pm 0,2$ MeV.

A három π -mezon ismert tömegéből, valamint a Q_τ -értékből a τ -mezonok tömegének nagyon pontos értéke kapható; nevezetesen $m_\tau = (966,1 \pm 0,6) m_e$ (m_e az elektron tömege). Itt hívjuk fel a figyelmet arra, hogy a feltüntetett hiba csak a mérésekből következő statisztikus hiba, amely pl. a Q_τ -érték esetében már jelentősen kisebb, mint az a szisztematikus hiba, mely a π -mezonokra vonatkozó energia-hatótávolság összefüggés bizonytalanságából ered. (A következő számadatoknál is csak a statisztikus hiba van feltüntetve.)



2. ábra. Repülés közben ködkamrában elbomló τ^+ -mezon. A 0 a τ^+ -mezon, az 1 és 3 a π^+ -mezonok és a 2 a π^- -mezon nyomát mutatja. [J. R. Burwell, R. W. Huggett, R. W. Thompson, Phys. Rev. 98, 101, 1955.]

A tömegmeghatározás ilyen fajtáján kívül természetesen közvetlen tömegmeghatározások is lehetségesek a primér τ -mezonok hatótávolságából, szóródásából és a nyomok szemcsesűrűségéből; ezek azonban kevésbé pontosak.

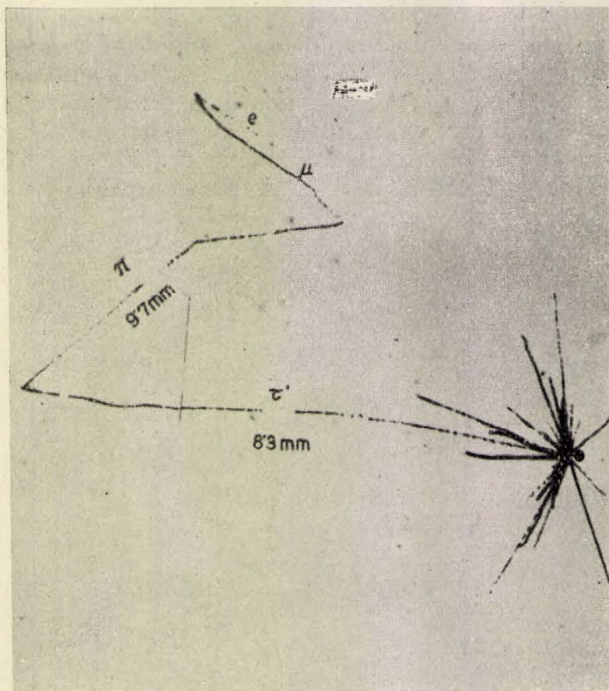
A Bombay csoport [6] az (1) alatt feltüntetett szkémától eltérő bomlást talált, amelynél a három π -mezon nyoma nem fekszik egy síkban. Az eseményt úgy értelmezték, hogy a bomlás folyamán egy negyedik semleges bomlástermék (γ -kvantum) is keletkezik. Az (1)-szkéma eszerint így módosulhat:

$$\tau^\pm \rightarrow 2\pi^\pm + \pi^\mp + \gamma + Q_\tau \quad (2)$$

(2)-n kívül szimmetria okokból még a következő bomlást lehet várni [7] [8]:

$$\tau^{\pm} \rightarrow \pi^{\pm} + 2\pi^0 + Q_{\tau} \quad (3)$$

Több kutató [9] [10] szerint ilyen bomlások létezése nagyon valószínű. Ilyenkor csak egy töltött részecske lép fel (l. 3. ábra), melynek impulzusa az észlelt τ' -bomlásonként megegyezik



3. ábra. A τ' -mezon [10].

az [1] szkéma szerinti bomlástermékek valamelyikének az impulzusával. Ezt azonban a rendelkezésre álló viszonylag kevés számú adat miatt nem jelenthetjük ki biztosnak. A két π^0 -mezon sincs még kimutatva, tehát a [3] szkéma szerinti feltevessel elővigyázatosnak kell lenni.

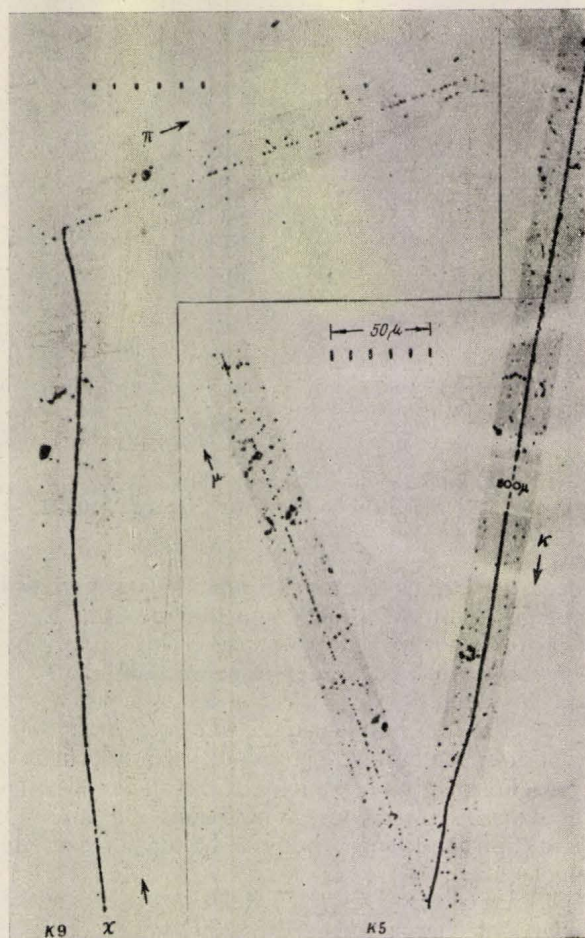
A τ -mezonok átlagos élettartama ma még elég pontatlanul ismert. Az a körülmény u. i., hogy a fotoemulzióban talált τ -mezonok általában bomlásuk előtt lefékeződnek, arra enged következtetni, hogy bomlásidejük jóval nagyobb az átlagosan 10^{-10} sec-os fékezési idejüknél. A pályanyomok fotoemulzióbeli hosszára vonatkozó adatok kiértékelése azt mutatja, hogy a τ -mezonok átlagos élettartamának $0,5$ és $5 \cdot 10^{-8}$ sec között kell lennie. Ezt megerősíti a bevatronnal kapott $t_{\tau} = (8 \pm 5) \cdot 10^{-9}$ sec. eredmény [11].

A χ^{\pm} -mezon ($K_{\pi 2}^{\pm}$ vagy ϑ^{\pm})

A χ^{\pm} -mezonok létezésére az első bizonyítékokat O'Ceallaigh és Menon [12] emulziós vizsgálatai (4. ábra), Wilson-kamrában pedig Bridge és Annis [13] felvétele szolgáltatották (5. ábra). A χ -mezon töltött részecske, nyugalmi állapotban

két szekundérrészecskére bomlik, melyek energiája következőképp állandó. Az egyik bomlástermék töltött, a másiknak a töltésmegmaradás elve értelmében semlegesnek kell lennie.

A Bristol csoport tömegmérései [14] alapján a töltött bomlástermék inkább π -, mint μ -mezon, melynek az impulzusa állandó. Időközben a különböző kutatócsoportok észlelései megerősítették az első eredményeket és lehetővé tették a (4) bomlási szkéma megállapítását. Ez, mivel a töltött szekundér részecske igen nagy energiájú és nem fékeződik le az emulzióban, csak nehezen határozható meg. Nagy emulziós tömb segítségével azonban sikerült 5 töltött szekundér részecske hatótávolságát megmérni, mely $11,7$ cm-nek adódott, valamint sikerült még a töltött bomlástermék $\pi \rightarrow \mu \rightarrow e$ bomlását is észlelni [15].

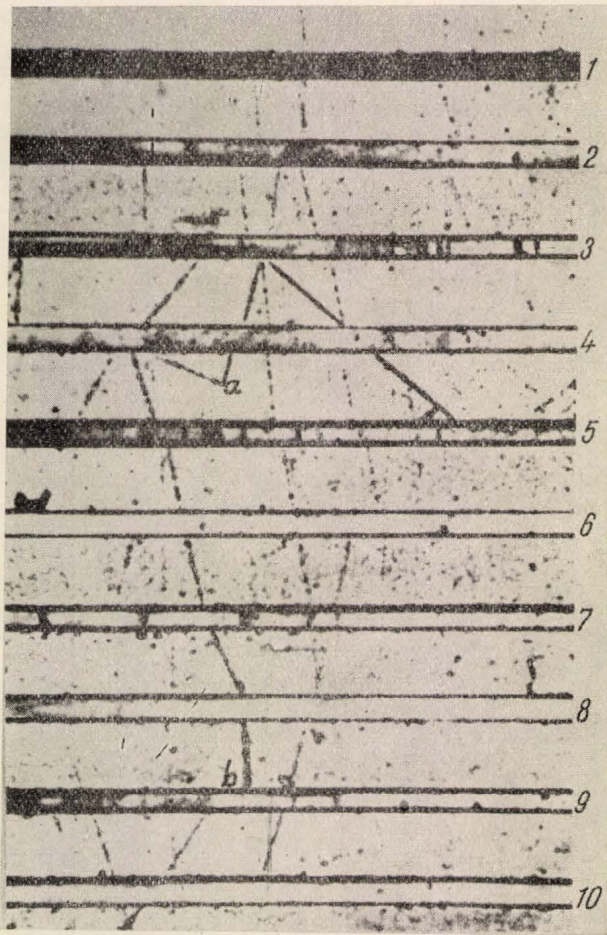


4. ábra. A K9 esemény egy χ -mezon bomlása. A K5 esemény pedig egy K_{μ} -bomlás példája [12].

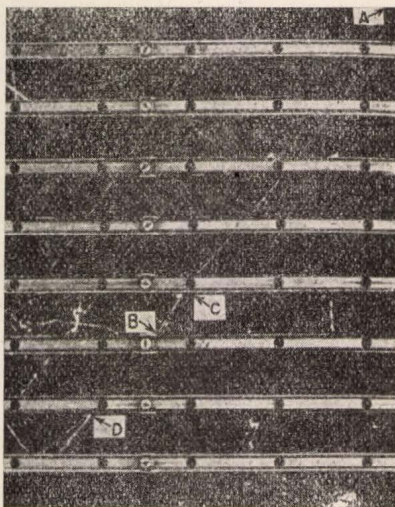
A semleges bomlástermék valószínűleg π^0 -mezon. Erre a primér részecske tömegének és a kibocsájtott π -mezon energiájának ismeretében, — az energia és impulzustörvényt felhasználva — következtettek, mely feltevést a Pádvia csoport [16] gondos mérései igazolni látszanak.

S-folyamatokat figyeltek meg ködkamrában az M. I. T. csoport [17] [18] [19], valamint Leprince-

Ringuet és munkatársai [20]. A felvételeken elektronzáport is észleltek, melyet valószínűleg egy π^0 -bomlásból származó fotonpár keltett (6.



5. ábra. Bridge és Annis χ -mezon felvétele. A szekundér részecske útja (a, b) során a negyedik abszorbens lemezen nagyszögű szóródást szenved, majd a 9. lemezben abszorbeálódik [13].



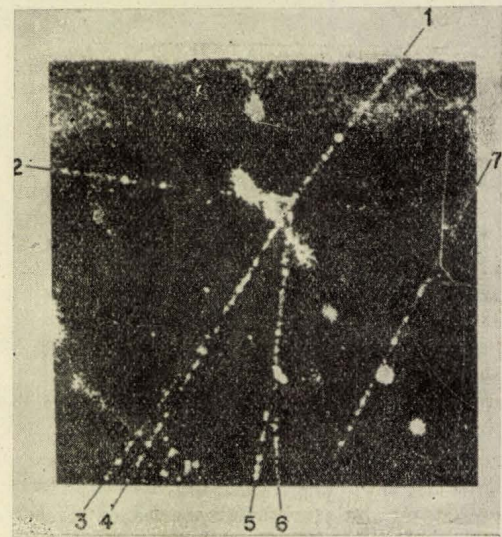
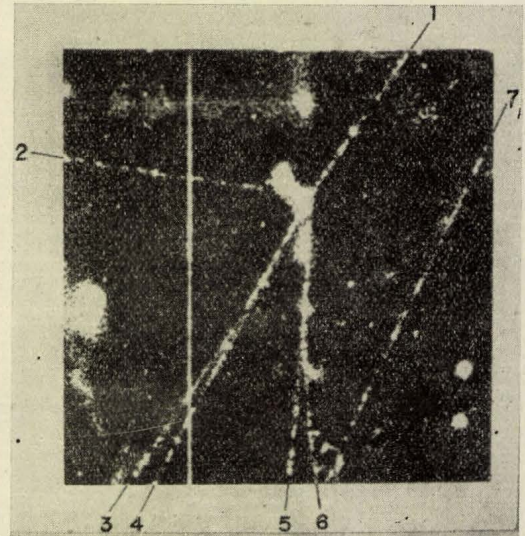
6. ábra. S-esemény többlemezes Wilson-kamrában [18]. A—B a primérrészecske nyoma. B—C az egyik töltött szekundérrészecske pályája. D pedig az elektronkaskád kiindulási pontja.

ábra.). A bomlási részecskék hatótávolságából megállapították, hogy a töltött szekundérek π^\pm -mezonok.

A bomlási szkéma a fentiek szerint :

$$\chi^\pm \rightarrow \pi^\pm + \pi^0 + Q_\chi \quad (4)$$

A π^\pm -mezonok $108,2 \pm 1,3$ MeV energiájából Q_χ -re $219 \pm 2,5$ MeV, a χ^\pm -mezonok tömegére pedig $(965 \pm 5) m_e$ adódott [21].

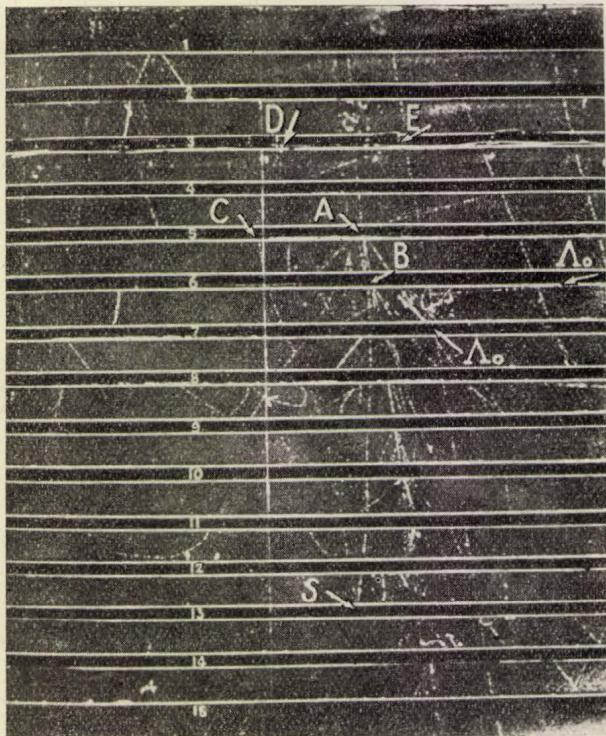


7. ábra. χ^\pm -bomlás sztereoszkópikus ködkamra felvétele [23]. 1 a primérrészecske nyoma, 2 a π^\pm -mezon, a 3, 4, 5, 6 pedig a π^0 -mezon bomlásából közvetve létrejött két elektronpárt jelzi.

Azt a feltevést, hogy a semleges bomlás-termék π^0 -mezon, a [22] által észlelt olyan χ -bomlás bizonyítja, melynél a π^0 -mezon egy fotonra és egy elektronpárra bomlik, továbbá [23] ködkamrás észlelése, ahol a π^0 -bomlás 2 elektronpárhoz vezet. Hogy az utóbbi esetben χ -bomlásról van szó, megerősíti a $Q_\chi = (213_{-10}^{+15})$ MeV érték is (7. ábra).

A $K_{\mu 2}^{\pm}$ -mezon

A $K_{\mu 2}^{\pm}$ -mezon fenomenológiailag igen hasonlít a χ^{\pm} -mezonhoz, mivel szintén csak két szekundér részecskére bomlik. Leprince-Ringuet és munkatársai fedezték fel ködkamrában. Részletes vizs-



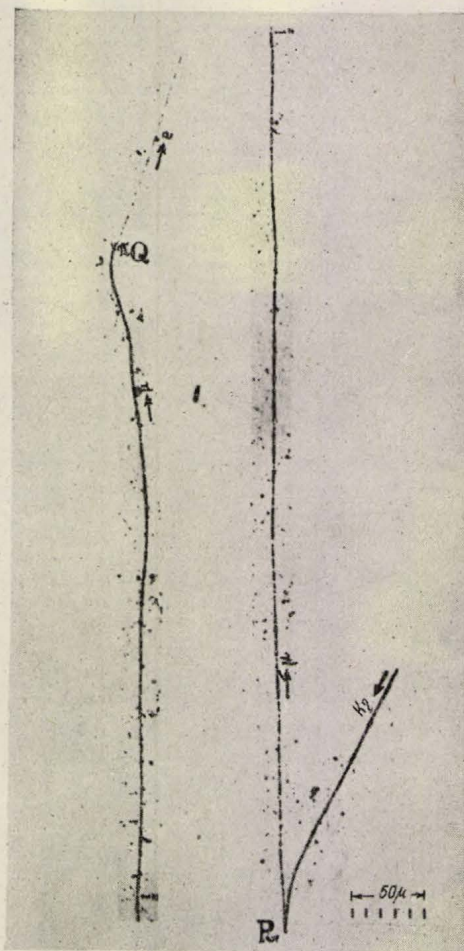
8. ábra. $K_{\mu 2}$ -mezon bomlásaként interpretálható S -esemény [20]. A B-pontban valószínűleg magkölesőhatás következtében egy K -mezon és egy Λ^0 -részecske keletkezett. A K -mezon az S -sel jelölt pontban elbomlik, feltehetően egy μ -mezonra. A μ -mezon pedig a C-pontban nagy valószínűséggel elektront bocsát ki, mely D-nél lefékeződik. Az E-vel jelzett nyom vagy a bomlási elektron egy multiplikációja, vagy egy más, gyors részecske által keltett ún. knock-on-elektron. (A szerzők nem tartják kizártnak, hogy a K -mezon az A-pontban keletkezhetett)

gálataikról két nagy dolgozatban számoltak be [20] [24]. A mérésekhez két egymás fölé elhelyezett ködkamrát használtak. A felső mágneses eltérítéssel dolgozott, az alsóban pedig 15 rézlemez volt elhelyezve. A szerzők olyan részecskéket figyeltek meg, amelyek a rézlemezeken lefékeződtek (S -folyamatok) és elbomlottak (8. ábra). E részecskék impulzusait a mágneses térben bekövetkezett pályagörbületükből határozták meg. Az impulzus és a hatótávolság ismeretében pedig a kérdéses részecskék tömegét számolták ki. Azt is megállapították, hogy a bomlásokból származó szekundér-részecskék hatótávolsága azonos, de nagyobb, mint a χ -bomlásokból származó π -mezonok hatótávolsága. Ebből viszont arra következtettek, hogy a szekundér részecskék nem π -, hanem μ -mezonok. Feltevésüket az a megfigyelés is megerősítette, hogy e részecskék a lemezekben való áthatolásuk során nem szenved-

nek olyan magütközést, mint a χ -mezonok bomlástermékei. A semleges bomlási részecskékből pedig megállapították, hogy nem lehetnek sem π^0 -mezonok, sem γ -kvantumok, mivel nem észleltek elektronzáporokat. Másrészt az ismert primértömegekből, valamint a töltött szekundér részecskék energiájából az adódott, hogy a semleges részecskék nyugalmi tömegének zérusnak (illetve igen kicsinek) kell lennie, azaz az ismert elemi részecskék közül csak a neutrínók jöhetnek számításba. A bomlási szkéma ezek szerint így írható:

$$K_{\mu 2}^{\pm} \rightarrow \mu^{\pm} + \nu + Q_{K_{\mu 2}}. \quad (5)$$

A ködkamrában megtett útból e részecskék élettartamát $5 \cdot 10^{-9}$ sec-nál nagyobbra becsülték.

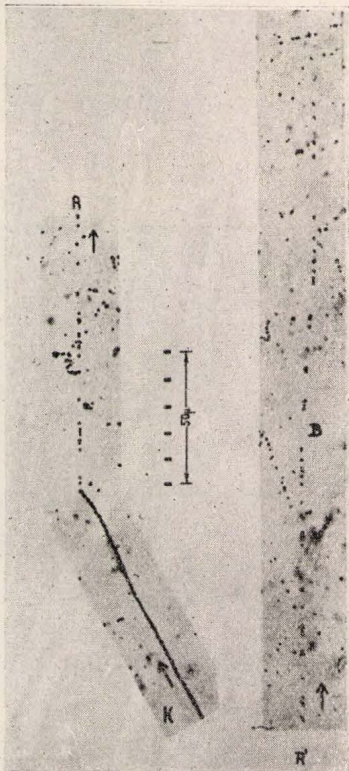


9. ábra. Egy $K_{\mu 2}^{-}$ (κ)-mezon bomlása fotoemulzióban [25]. A K -mezon a P-pontban ér hatótávolsága végéhez és μ -mezonra bomlik, amely a Q-pontban elektront bocsát ki. A μ -mezon nyom az ábrán két részben látható.

Újabban ezt a bomlást fotoemulzióban is megtalálták és igazolták [15]. Itt a μ -mezonok hatótávolságát mérték ki ($20,57 \pm 0,24$ mm). A mérésekből a $Q_{K_{\mu 2}}$ -re ($390 \pm 3,5$) MeV, illetve $m_{K_{\mu 2}}$ -re (969 ± 7) m_e adódott.

A κ^\pm ($K_{\mu 3}^\pm$) és a $K_{e 3}^\pm$ -mezon

O'Ceallaigh 1951-ben Bristolban [25] $\mu \rightarrow e$ bomlások vizsgálatánál olyan új részecskéket talált, amelyek a π -mezonokhoz hasonlóan μ -mezonokra bomlanak (9. ábra). A primér részecske-nyomok vizsgálatából számolt tömegérték kb: 964 m_e . Szintén Bristolban fedezték fel [26] az ugyancsak 967 m_e körüli tömegértékkel rendel-



10. ábra. $K_{e 3}$ -mezon bomlásaként interpretálható esemény fotoemulzióban [26].

kező, de elektronokra bomló új részecskéket is (10. ábra). Ma már a két részecske típusból összesen több, mint 100 jó példát ismerünk. Mind az emittált μ -mezonok, mind az elektronok kinetikus energiája nem állandó, ezért fel kell tételezni, hogy velük együtt legalább két semleges részecske is keletkezik. Az utóbbiak természetét még sem a μ -mezon, sem az elektronbomlás esetében nem ismerjük. A bomlási skémájuk:

$$\kappa^\pm \rightarrow \mu^\pm + 2 \text{ vagy több seml. rész} + Q_\kappa (*) \quad (6)$$

$$K_{e 3}^\pm \rightarrow e^\pm + 2 \text{ vagy több seml. rész} + Q_{K_{e 3}} \quad (7)$$

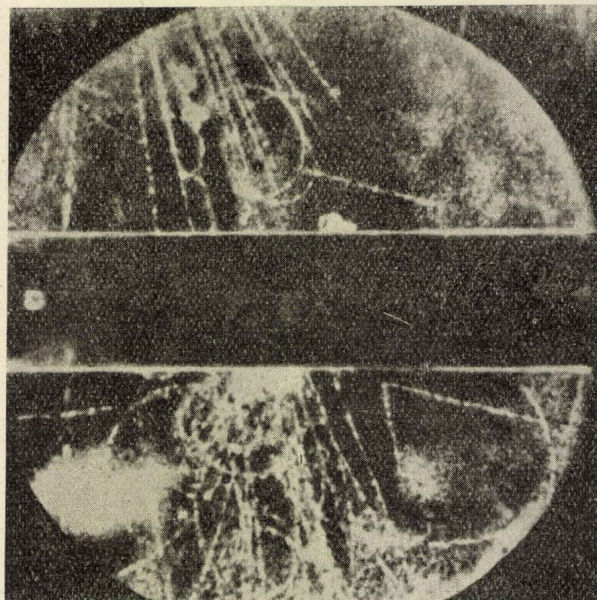
Ilyen jellegű háromrészecske bomlások pontos meghatározásához a bomlástermékek energiaspektruma alakjának és maximális értékének az ismerete szükséges, amelyeket viszont csak nagy statisztika birtokában tudunk kielégítő közelítés-el előállítani.

* T. F. Hoang, M. F. Kaplon és G. Yekutieli (Phys. Rev. 101. 1834. 1956.) szerint az egyik semleges részecske π^0 -mezon, a másik pedig valószínűleg ν vagy γ .

A ϑ^0 -mezon

1947-ben Rochester és Butler [27] áthatoló záporok ködkamrával történő vizsgálatánál sajátos fordított V-alakú nyomot figyeltek meg, (l. 11. ábra), amelyet kb. 1000 m_e tömegű semleges részecske két könnyű mezonra való spontán bomlásaként értelmeztek. Azóta már számos esetben figyeltek meg ilyen részecskéket mind a kozmikus sugárzási kutatásoknál, mind gyorsítókkal (kozmotron, bevatron) végzett vizsgálatok során. A V-alakú villák csúcsa legtöbbször egy szomszédos mezonzápor felé mutat, amelyből feltehetően keletkeztek. A régebbi irodalomban e részecskét jellegzetes bomlása miatt V_2 -al jelölték, ma viszont ϑ^0 -mezonnak nevezzük.

A ϑ^0 -bomlás során keletkező két ellentétes töltésű részecskén kívül harmadik, semleges bomlási részecske feltehetően nem keletkezik, mert mindkét szekundér nyoma a ϑ^0 -részecske útjával a mérési pontosság (pl.: $\pm 5^\circ$) határain belül egy síkban fekszik.



11. ábra. Rochester és Butler első V_2 -részecske felvétele [27].

A ϑ^0 -mezon tömegének meghatározásához nem okvetlen szükséges a primérek I repülési irányának az ismerete. Ha a folyamatra a két részecske bomlást tekintjük érvényesnek, az energia és impulzus-tételt a következő alakban írhatjuk ($c = 1$) (12. ábra):

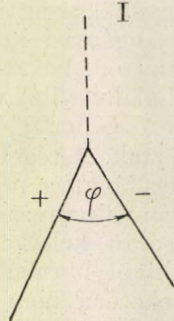
$$(m_0^2 + p_0^2)^{1/2} = (m_+^2 + p_+^2)^{1/2} + (m_-^2 + p_-^2)^{1/2} \quad (8)$$

$$p_0 = p_+ + p_- + 2 p_+ p_- \cos \varphi, \quad (9)$$

amiből

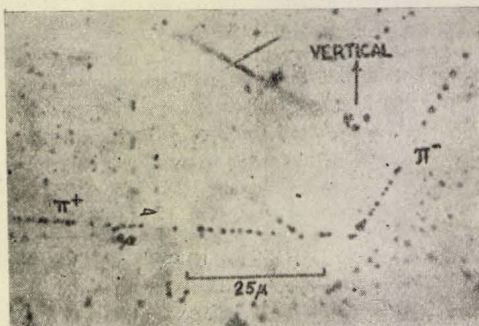
$$m_0^2 = m_+^2 + m_-^2 + 2 p_+ p_- \left[\left(1 + \frac{m_+^2}{p_+^2} \right)^{1/2} \left(1 + \frac{m_-^2}{p_-^2} \right)^{1/2} - \cos \varphi \right], \quad (10)$$

azaz a ϑ° -mezon tömegét a két bomlási részecske tömegének, impulzusának, pályáik által bezárt szögnek, valamint a bomlás során felszabaduló energiának az ismeretében határozhatjuk meg. Mágneses eltérítésű ködkamrában az ionizáció és a pályagörbület mérése szolgáltatja ezen mennyiségeket.



12. ábra. Kétrészecske bomlás sematikus rajza.

A különböző ilyen típusú mérésekből pl: [28], [29], [30], azt állapították meg, hogy a bomlástermékek könnyű mezonok. Egyes esetekben pedig ugyanolyan magkölesönhatásokat is meg lehetett figyelni, mint amilyenek π -mezonok fémlémezen való áthatolásakor keletkeztek [31]. Ebből arra következtettek, hogy legalább az egyik bomlástermék π -mezon. Thompson és munkatársai [32] 28 ködkamrában kimért eseményre, valamint a $\rightarrow \pi \rightarrow \mu$, illetve a $\rightarrow \pi + \pi$ bom-



13. ábra. ϑ° -mezon bomlásaként értelmezhető π -mezon-pár keltése emulzióban. [H. Yagoda, Phys. Rev. 98, 103, 1955.]

lások kinematikájára vonatkozó statisztikus számításaik alapján kimutatták, hogy nagy valószínűséggel mindkét bomlási részecske π -mezon. Tehát: (13. ábra)

$$\vartheta^\circ \rightarrow \pi^+ + \pi^- + Q_{\vartheta^\circ} \quad (11)$$

Ugyancsak Thompson [33] végzett a Q_{ϑ° megállapítására gondos méréseket és eredményül $Q_{\vartheta^\circ} = (214 \pm 5)$ MeV-et kapott. Ennek ismeretében a ϑ° -részecskék tömegére

$$m_{\vartheta^\circ} = 966 \pm 10 / m_e$$

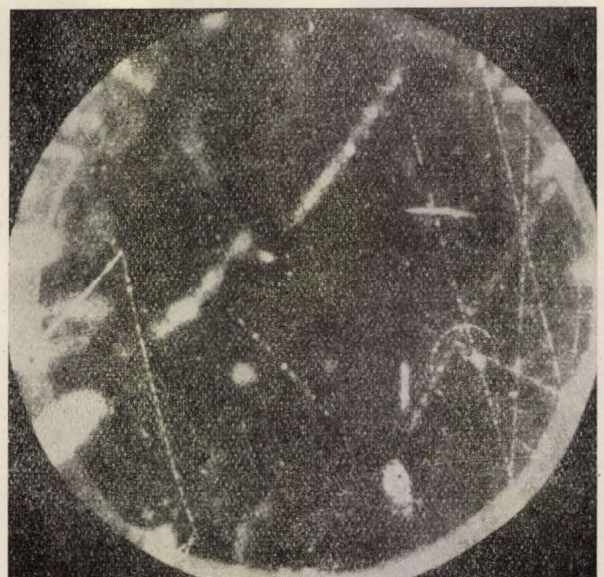
adódott.

A ϑ° -mezonok élettartamát a ködkamrában való repülési útjukból és impulzusukból határozzák meg (a ϑ° -részecskék nyugalmi rendszerében). Ezek a mérések jól keresztülvihetők, mivel a ϑ° -mezonok repülési útja a keletkezési helyüktől a bomlásukig átlagosan csak néhány cm nagyságrendű. 31 ϑ° -részecske közepes bomlási idejeként pl [34] $t_{\vartheta^\circ} = (1,83 \pm_{-0,25}^{+0,35}) \cdot 10^{-10}$ sec.-ot kapott.

HYPERONOK

A Λ° -részecskék

E részecskék létezésére először az ún. V_1° -ködkamranyomok megfigyelése utalt. A fordított V-alakú villák (innen a régebbi elnevezés) erősen



14. ábra. Λ° -hyperon bomlása ködkamrában. [R. Armenteros és munkatársai. Nature, 167, 501, 1951.]

hasonlatosak a ϑ° -bomláshoz. U. i. a Λ° -részecske — mint a ϑ° mezon repülés közben — szintén két ellentétesen töltött szekunder részecskére bomlik (14. ábra). Semleges bomlástermék itt sincs, amit az mutat, hogy keletkezési helyük a bomlási részecske síkjában fekszik [35]. A több száz idevonatkozó ködkamra felvétel, valamint a néhány fotoemulzióban megfigyelt esemény kiértékeléséből azonban tudjuk, hogy itt a ϑ° -bomlástól eltérően az egyik bomlástermék proton, s nem π^+ -mezon. A másik — mint a ϑ° -bomlásnál — π^- -mezon, melynek a $\pi^- \rightarrow \mu^-$ bomlását is sikerült egyes esetekben kimutatni [28] [36].

A Λ° -bomlása tehát így írható:

$$\Lambda^\circ \rightarrow P + \pi^- + Q_{\Lambda^\circ} \quad (12)$$

A Q_{Λ° értéke (37 ± 2) MeV [6]. Ezzel az értékkel, melyet különböző ködkamra megfigyelések szolgáltatnak, Friedländer és munkatársainak fotoemulzióban 1954-ben [37] kapott eredménye ($Q_{\Lambda^\circ} = 36,9 \pm 0,22$ MeV) nagyon jól egyezik.

A pontos Q_{A^0} ismeretében a Λ^0 -hyperon tömege elég pontosan kapható: $(2181 \pm 1) m_e$ -nek adódik.

A ϑ^0 -mezonok élettartamának meghatározására alkalmazott módszer a Λ^0 -hyperonok élettartamának meghatározására szintén alkalmas. [34] szerint

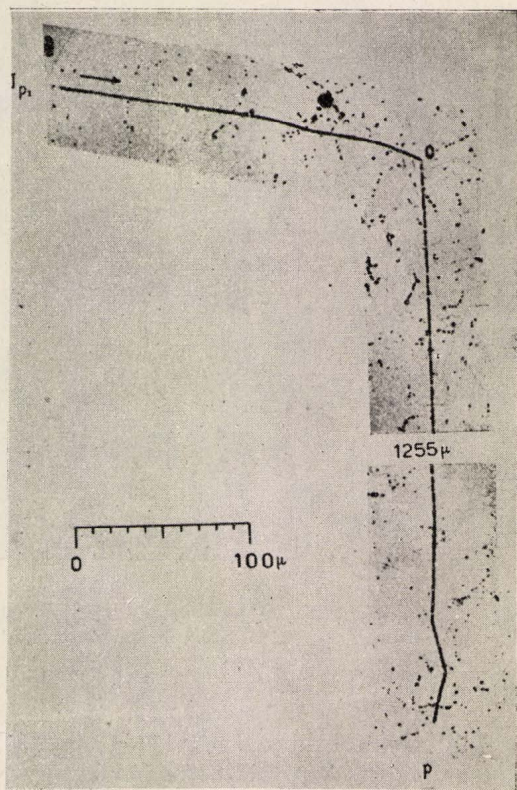
$$t_{A^0} \text{ értéke: } (3,47 \pm_{0,49}^{0,70}) 10^{-10} \text{ sec.}$$

Töltött hyperonok

1953-ban végzett emulziós vizsgálatok eredményeként protonnál nehezebb elemi részecske felfedezésére került sor. Az új részecske bomlás-terméke vagy konstans energiájú proton [38] (15. ábra.), vagy konstans energiájú neutron volt. Feltételezhető, hogy mindkét fajtájú bomlás esetén töltött hyperonról van szó, melynek bomlási szkémája:

$$\Sigma^+ \rightarrow P + \pi^0 + Q_P \quad (13a)$$

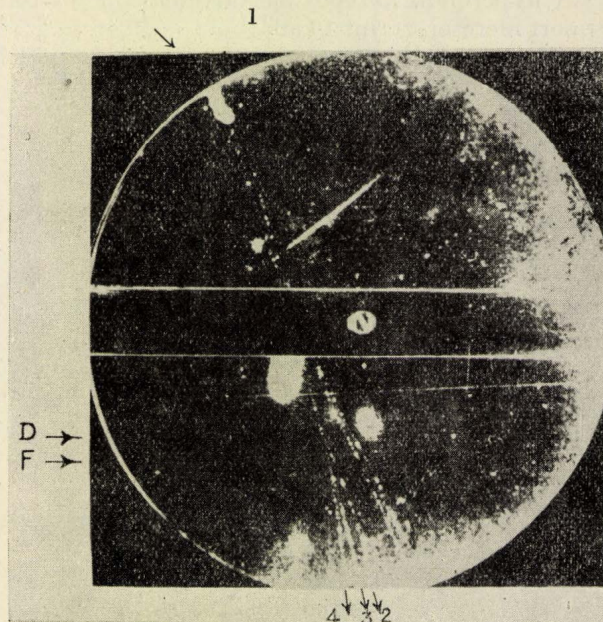
$$\Sigma^+ \rightarrow N + \pi^+ + Q_{\pi^+}. \quad (13b)$$



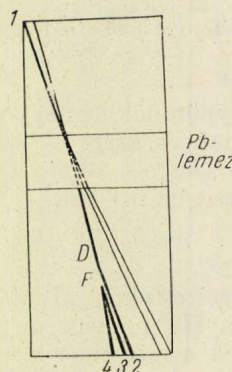
15. ábra. Σ^+ -hyperon bomlása emulzióban. A I_{p_1} -el jelölt részecske a 0 pontban nyugalomba jön és egy erősen ionizáló részecskét, feltehetően protont bocsát ki, amely az emulzióban lefékeződik [38].

A felső bomlási szkémából [39] adatai szerint átlagként $Q_P = (116 \pm 2) \text{ MeV}$ adódott, melynek $(2328 \pm 4) m_e$ -tömegű primér-részecske felel meg. Az alsó bomlási folyamatból kapott Q_π (110 MeV) kisebb, mint Q_P , ami a proton és neutron, valamint a töltött és semleges π -mezon tömegkülönb-

ségével magyarázható. Ködkamra felvételeken és emulzióban sikerült π^+ -okon kívül π^- -bomlási részecskéket is észlelni [40], amelyek — figyelembe-



16a. ábra. Ξ^- -részecske bomlása ködkamrában [41].



16b. ábra. Az a ábrán látható esemény sematikus rajza. Az (1)-el jelölt negatív részecske áthatol a Pb-lemezen és D-pontban elbomlik egy töltött (2) és egy semleges részecskére. Semleges részecske az F-pontban további bomlást szenved (3, 4).

vége az azonos Q -értéket — negatív hyperon létezésére utalnak. A bomlási szkéma tehát:

$$\Sigma^- \rightarrow N + \pi^- + Q_{\pi^-}. \quad (14)$$

Hyperon-bomlásokra vonatkozóan más szkémát kapunk a Manchester csoport Wilson-kamrás észlelése alapján [41]:

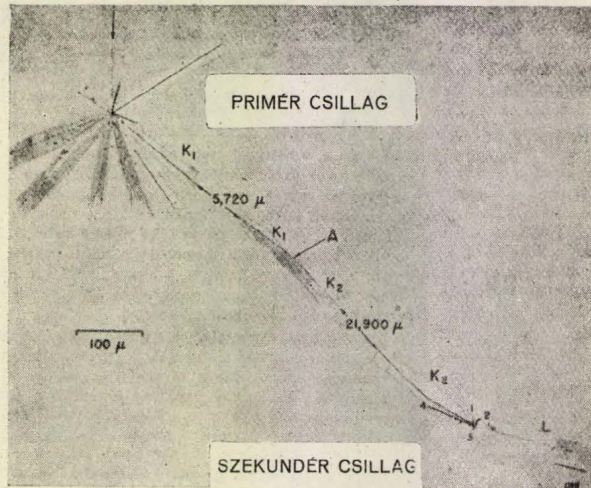
$$\Xi^- \rightarrow \Lambda^0 + \pi^- + Q_{\Xi^-}, \quad (15)$$

$$\Lambda^0 \rightarrow P + \pi^- + Q_{\Lambda^0}.$$

Σ^- -hyperon helyett azért kellett Ξ^- hyperont feltételezni, mivel a szekunder π^- -mezonok energiája igen kicsi volt. Ez a bomlástípus (16a, b. ábra) igen ritka, eddig alig néhány Wilson-kamra felvétel van róla pl.: [42] [43] [44], melyekből $Q_{\Xi^-} = (63 \pm 4) \text{ MeV}$, a hyperon tömegre pedig $(2577 \pm 8) m_e$ adódott.

Eisenberg [45] vizsgálatai alapján lehetséges egy $3200 m_e$ körüli hyperon létezése is, mely egy K -mezon kibocsátásával bomlik (17. ábra).

A hyperonok közepes élettartamára a bristoli csoport mérései szerint 14 adatból $t = (0,46 \pm 0,2) \cdot 10^{-10}$ sec [46]. Ez az érték kb. egy nagyságrenddel kisebb a K -mezonok élettartamánál. A rövid élet-



17. ábra. Eisenberg [45] eseményének mikrofelvétele. A K_1 -el jelölt részecske feltehetően egy új hyperon, mely az A-pontban egy K_2 -vel jelölt nehéz mezonra bomlik.

tartam miatt a hyperonok legnagyobbreszt repülés közben elbomlanak és ezért a bomlási részecske energiameghatározása — tömegközépponti rendszerben — nehézségbe ütközik.

*

A fent ismertetetteken kívül vannak olyan észlelési eredmények, melyek még nem teljesen tisztázottak. Ezek a következők:

a) A repülés közben elbomlott V^\pm -részecskék (l. 18. ködkamra felvétel), a K -mezonok és hyperonok egy nehezen analizálható keverékét alkotják. A K -mezonként identifikálható V^\pm -részecskék azonos százalékban pozitívak, illetve negatívak. Ezzel szemben emulzióban az összes bomlásuk előtt lefékeződött töltött K -mezonok — mint azt általában megállapítják — pozitív töltéssel rendelkeznek.

Ezt a töltésszimmetriát fenomenológiailag magyarázni tudja Gell-Mann [47] elmélete, melyből következik a K^+ -mezonok túlsúlya, de az alábbi két lehetőség sem zárható ki:

1. a K^- -mezonok esetleges rövidebb élettartama [48], melynek következtében még lefékeződésük előtt elbomlanak,

2. vagy esetleges magbefogódás.

Az utóbbi esetben a K^- -részecskéket egy atommag Coulomb-ereje a Bohr-pályákra fogja be, innen a magba kerülve nagy nyugalmi energiájuk egyes nukleonok és π -mezonok „elpárologtatására” fordítódik [49] [50]. Ezen hipotézist nem erősíti meg az a tény, hogy a K^+ -bomlásokhoz képest

sokkal kevesebb K^- -befogást észleltek, úgyhogy ez a kérdés még további kutatás tárgyát kell, hogy képezze.

b) Gyors K -mezonok szenvedhetnek olyan magkölsönhatásokat, melyekben kinetikus energiájuk jórészt elvesztik [51], de nem bomlanak el. Ilyen magütközések hatáskeresztmetszétére vonatkozó vizsgálatok a Berkeley-ben működő gyorsítóval történnek.

c) Anderson és munkatársai [52] észlelései alapján olyan semleges V -részecske létezésére lehet következtetni, mely nem tartozik sem a θ° , sem pedig a Λ° -bomláshoz. Feltételezésük szerint vagy egy K_{L3} -bomlást szenvedő új semleges részecskéről, vagy talán különböző Q -értékű két-részecskebomlásról van szó (ahol az egyik bomlástermék semleges).

d) Ha „Az elemi részecskék tulajdonságai” táblázatban feltüntetett K -mezonok tömegét és élettartamát tekintjük, azonnal látható, hogy ezek



18. ábra. Repülés közben elbomlott pozitív töltésű V -részecske bomlása. [I. A. Newth : Proc. Roy. Soc. 221, 406, 1954.]

az értékek mennyire közel fekszenek egymáshoz. Ebből arra is lehet következtetni [21], hogy több K -mezon helyett csak alig néhányval van dolgunk, melyek különböző módon bomolhatnak. E feltevést alátámasztani látszanak azok az eredmények, melyeket ismert összetételű K^+ -mezonsugár magkölsönhatás vizsgálatából nyertek (*). Ha ugyanis a K -mezonsugár két vagy több különböző fajta nehéz mezonból állna, akkor az atommagokkal való kölcsönhatási keresztmetszetük várhatóan különböző lenne, tehát a K -mezonsugár összetételének az anyaggal való kölcsönhatás

* K. Nishijima: Fortschritte der Phys. 4. 519. (1956).

után meg kellene változnia. Ezt azonban nem tapasztalták. A kérdés eldöntése csak akkor várható, ha a részecskék tulajdonságainak a meghatározása pontosabbá válik.

e) A Brookhaven kutatócsoport Λ^0 -részecskék mesterséges keltésénél arra következtetett, hogy kell léteznie egy Λ^0 -nál még nehezebb Σ^0 -hyperonnak is, mely $\Lambda^0 + \gamma$ -bomlást szenved [40] [47]. Ezt a már ismertetett ilyen típusú töltött hyperon semleges társaként lehetne tekinteni.*

f) Arra a kérdésre, hogy milyen gyakorisággal bomlanak mozgó vagy nyugvó állapotban a különböző ködkamrában vagy fotoemulzióban észlelt K -mezonok és hyperonok, szintén csak keveset tudunk mondani. Uí. a jelenleg rendelkezésre álló adatok széles energiatartományba eső részecskékre vonatkoznak, tekintettel arra, hogy a méréseket különböző tengerszint feletti magasságokban végezték, a ködkamrák vezérlésére pedig különböző számláló berendezéseket használtak. Az idevonatkozó, pl. [49], [53] becsléseket a fent említetteken kívül a nem megfigyelhető részecske bomlások száma is rontja.

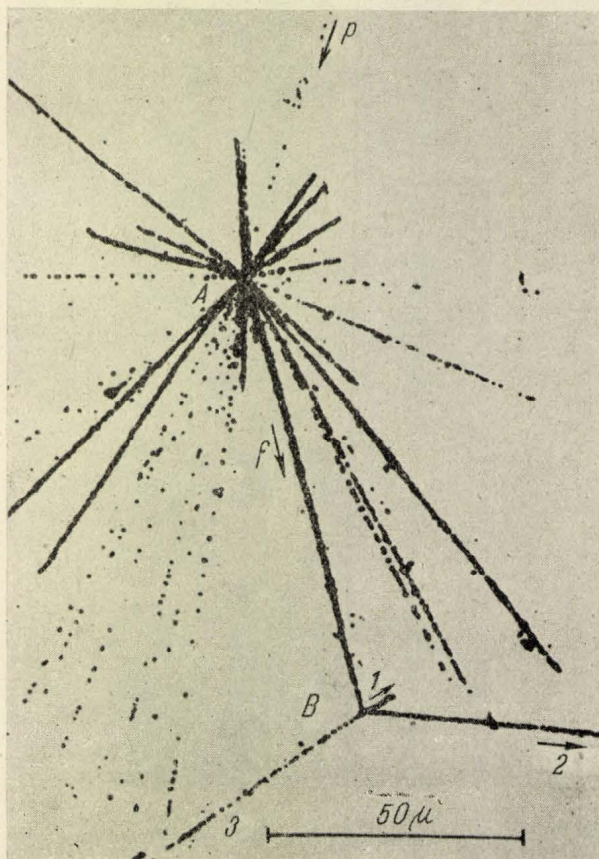
HYPERFRAGMENTUMOK, JET-ÉK, KAPCSOLTAN KELETKEZETT RÉSZECSKÉK**

Az instabil részecskék gyakoriságának kérdéséhez szorosan kapcsolódik keletkezésük problémája. 1953-ban a Bagnères de Bigorre-i [31] nemzetközi kozmikus sugárzási konferencián a hyperonok keltéséről már elég határozott vélemény alakult ki. A hyperonok — eszerint — nem a nukleon-atommag ütközések rendelkezésre álló energiájából keletkeznek, mint a mezonok, hanem csak egy a magban már meglevő nukleon jut gerjesztett állapotba a nukleon-atommag ütközés során kapott „gerjesztési energia” révén, — más szavakkal — nem szükséges az egész nyugalmi energiát előteremteni. Ilyen folyamatokban keletkezett hyperonok később, bomlásuk során, gerjesztési energiájukat jól definiált energiamennyiségekben (π -mezonok + Q -érték) adják le. Nagyon jó példa erre a már említett Ξ^- -hyperon két fokozatban történő bomlása.

Hyperfragmentumok

Az ismertetett elgondolás alapján fel kell tételeznünk, hogy a hyperonok nemcsak izolált részecskéként, hanem kötött állapotban is létezhetnek. Danysz és Pniewski [54] [55] 1953-ban történt fotoemulziós megfigyelései ezt ragyogóan bizonyították. Danysz és Pniewski olyan mag-

robbanásokat észleltek, melyet egy nehéz részecskétől eredő pálya köt össze (l. 19. ábra). Az ilyen típusú eseményeket úgy lehet értelmezni, hogy a fotoemulzióban levő nagyobb bróm és ezüst atommagok szétrobbanásakor (A csillag) többek között (f) könnyű mag is emittálódik. A könnyű mag egy normális neutronja helyét itt azonban egy Λ^0 -hyperon foglalja el s így hyperfragmentum képződik. Ez onnan tudható, hogy a hyperfragmentum pályája végén nagy energialeadás közben szétbomlik (B csillag). A bomlás-



19. ábra. Az első hyperfragmentum [54].

termékek könnyű magok, pl.: trícium vagy hélium, de legtöbbször egy π^- -mezon is keletkezik. A felszabaduló kinetikus energia szorosan a Λ^0 -bomlás Q_{Λ^0} -értékéhez, illetve — ha π -mezonok nem keletkeznek — a Q + a π -mezon nyugalmi energiája értékéhez esik közel. A Λ^0 -részecskék magban való kötési energiája a szabdaddá váló energia és a Q érték közti csekély differenciából számolható.

1. táblázat

Λ^0 -részecskék kötési energiája		Neutronok kötési energiája
H_1^3 esetén	kb. 1 MeV	kb. 6 MeV
H_2^4 „	„ 2 MeV	„ 20 MeV

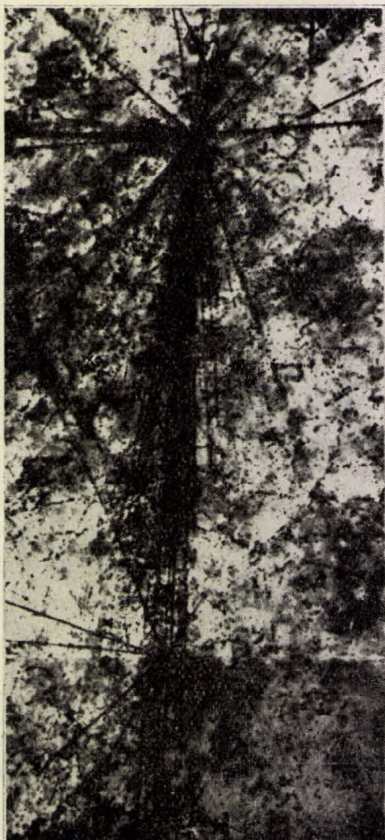
* E cikk megírása után D. Plano és mtsai (1957) buborékkamrában a Σ^0 -hyperon létezését egyértelműen kimutatták.

** „Kapcsoltan keletkezett részecskék” helyett egyesek a „társas keletkezés” kifejezést javasolják. Még egyik kifejezés sem általánosan elfogadott a magyar fizikai szakirodalomban.

A táblázatból látható, hogy a neutronok kötési energiája nagyobb, mint a Λ^0 -részecskéké.

A hyperonok magerói tehát a nem gerjesztett nukleonokétól alapvetően nem különböznek. Ezt alátámasztja [56]-csoport ködkamrás észlelése.

Találtak olyan fragmentumokat is [55], ahol sokkal nagyobb a felszabadult energia értéke, mint amit egy Λ^0 -részecske kötöttsége esetén tapasztal-



20. ábra. Több mint 200 részecskét tartalmazó „jet” [61].

táltak. Ebből arra lehet következtetni, hogy nehéz hyperonokon kívül a Λ^0 -hyperonokénál nagyobb gerjesztési energiájú K -mezonok is kapcsolódhatnak a hyperfragmentumokhoz. Ezt megerősíteni látszik egy olyan hyperfragmentum észlelése [57], amelyből egy K -mezon emittálódik. (Az is lehet, hogy a fragmentum olyan hyperont tartalmazott, mint amelyet Eisenberg talált.)

Jet-ek

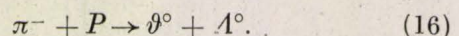
Nehéz mezonok egy másfajta jelenségtípusban a „jet” (ejtsd: dzset)-néven ismert nagy energiájú magkölesonhatásban is szerepelnek.* Ha kb. 10^3 GeV-nél nagyobb energiájú nukleonok ütköznek, az ütközés során keletkező nagyszámú részecske (10-nél több) szűk nyalámban emittálód-

* A „jet” terminológiát R. R. Daniel és mtsai (Phil. Mag. 43. 753. 1952.) vezették be az irodalomba.

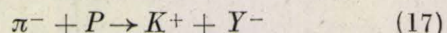
dik, pl. 20. ábra. A különböző kutató csoportok a mezonok fotoemulzióban történő többszörös szóródásának és ionizálóképességének vizsgálatával kimutatták, hogy ezek a részecskék π -mezonok, de több nehéz mezon is akad közöttük. Az utóbbiak száma nő az ütközési energiával. Hogy milyen típusú nehéz mezonok ezek, azt egyértelműen nem tudták még eldönteni. A feltevések szerint vagy mindenféle nehéz mezon előfordul, mégpedig az energiával változó arányban, vagy az egyes nehezebb mezonok a nukleonok ütközésekor keletkező még nehezebb részecskék bomlástermékei. Ennek eldöntése szintén azon problémák közé tartozik, amelyeknek a kutatása napjainkban állandóan folyik. pl: [58], [59], [60], [61].

„Kapcsoltan keletkezett” részecskék

Ma még megnyugtató válasz nélkül marad az az érdekes jelenség, hogy a K -mezonok és hyperonok mindig „kapcsoltan” születnek. Erre a jelenségre számos kísérleti bizonyítékot ismerünk. Például Brookhaven-ben egy fizikus csoport [40] kozmotronnal 1,37 GeV-re felgyorsított π -mezonokkal végzett kapcsoltan keletkezett részecskékre megfigyeléseket, egy hidrogénnel töltött diffúziós Wilson-kamrában. A nyert felvételeken olyan semleges V -részecskepárokat találtak (*), amelyek Λ^0 - és $\bar{\theta}^0$ -részecskékből állnak. Hasonló jelenséget [62] csoport is tapasztalt. A keletkezési reakció:

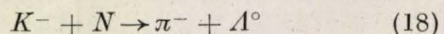


Egy másik felvételen tapasztalt jelenség egy pozitív K -mezon és egy negatív hyperon egyidejű létrehozásával magyarázható (**):



[49], [63] dolgozatok szerint egész sor fotoemulzióban észlelt csillagban szintén két nehéz instabil részecske keletkezett (pl. 21/a—21/b. ábra). Ködkamrában pedig [44] csoport egy Ξ^- -hyperonnal két kapcsoltan keletkező $\bar{\theta}^0$ -mezont észlelt (***).

Megjegyezzük, hogy [64] szerint inverz reakciók is léteznek, ahol egy nehéz részecske tűnik el és egy másik keletkezik. Például:



A kapcsolt keletkezés mechanizmusára főleg Pais és Gell-Mann [47] végeztek számításokat. E számításokkal azt az elmélet álláspontjáról váratlan tény is értelmezni próbálják, hogy a K -mezonoknak és a hyperonoknak viszonylag hosszú élettartamuk van. A vizsgálatok a kérdés-csoport tisztázására állandóan folyamatban vannak.

* Lásd Györgyi G.: Az elemi részek családfájának megismerése felé. 1. ábra, 112. old.

** Lásd Györgyi G.: Az elemi részek családfájának megismerése felé. 2. ábra, 112. old.

*** Lásd Györgyi G.: Az elemi részek családfájának megismerése felé. 3. ábra, 116. old.

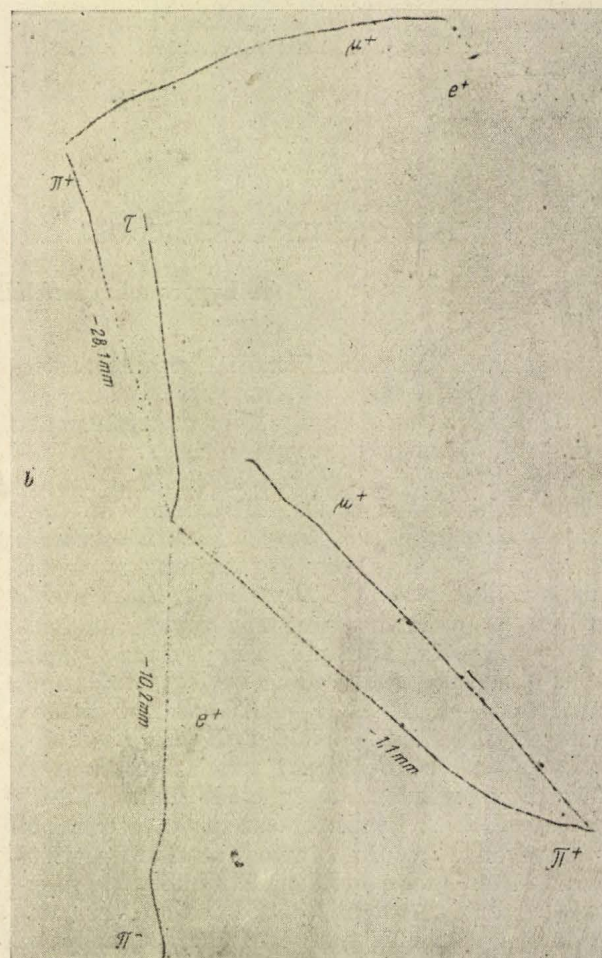
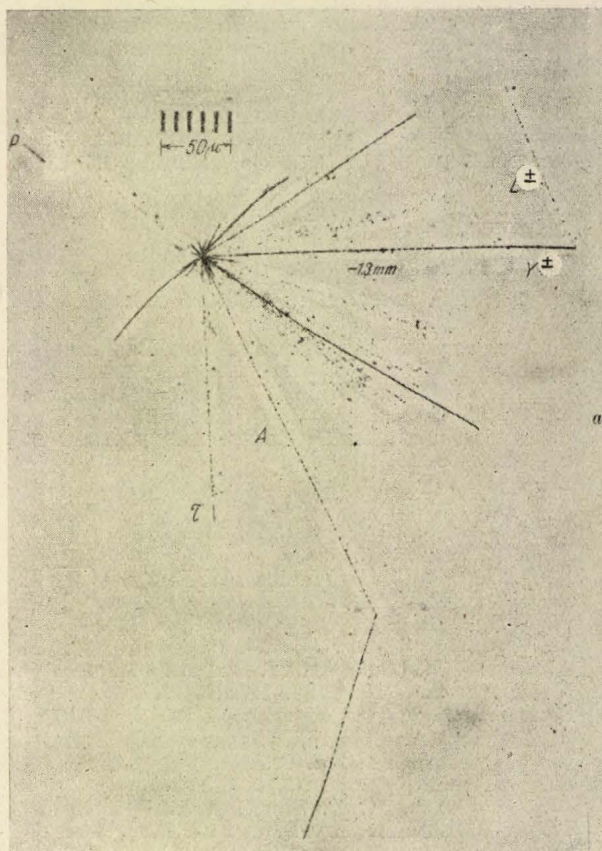
Az itt ismertetett tapasztalati anyagból látszik, hogy a kísérleti fizika ma már elég jó kiindulási alapot szolgáltat az elméleti fizika számára, hogy annak lehetővé tegye az elemi részecskék periodusos rendszere felállítását és az ebben rejlő törvényszerűségek tisztázását.

Bozóki György — Sándor Tamás
Központi Fizikai Kutató Intézet
Kozmikus Sugárzási Osztály

IRODALOM

- [1] J. C. Street, E. C. Stevenson, Phys. Rev. 52, 1003, 1937. S. H. Neddermeyer, C. D. Anderson, Phys. Rev. 51, 884, 1937.
- [2] C. M. G. Lattes, G. P. S. Occhialini, C. F. Powell, Nature, 160, 453, 486, 1947.
- [3] E. Amaldi, C. D. Anderson, P. M. S. Blackett, W. B. Fretter, L. Leprince-Ringuet, B. Peters, C. P. Powell, G. D. Rochester, B. Rossi, R. V. Thompson, Naturwiss. 41, 56, 1954.
- [4] R. H. Brown, U. Camerini, P. H. Fowler, H. Muirhead, C. F. Powell, and D. M. Ritson, Nature, 163, 82, 1949.
- [5] P. S. Goel, K. A. Neelekantan, Journ. of Ind. Ac. of Sci. 42, 22, 1955. (További irodalom itt található.)
- [6] H. H. Bethe, E. D. Hoffmann : Mesons and Fields. Vol. 2. p. 373.
- [7] R. H. Dalitz, Proc. Phys. Soc. A 66, 710, 1953.
- [8] A. Pais, Phys. Rev. 86, 663, 1953.
- [9] J. Crussard, M. F. Kaplon, J. Klarman and J. H. Noon, Phys. Rev. 93, 253, 1954.
- [10] Congr. Int. su. part. inst. pes. Padova, 1954. P. F. Hoang, L. Jaumeau, G. Kajas, L. Leprince-Ringuet, D. Morrelet, A. Orkin-Lecourtois, G. Taniel, J. Trembley, Nuovo Cimento, Suppl. 12, 208, 1954.
- [11] G. Harris, J. Orear, S. Taylor, Phys. Rev. 100, 932, 1955.
- [12] C. O'Ceallaigh, M. G. K. Menon, Proc. Roy. Soc. A 221, 292, 1954.
- [13] N. S. Bridge, M. Annis, Phys. Rev. 82, 445, 1951.
- [14] C. F. Powell, Proc. Roy. Soc. A 221, 278, 1954.
- [15] G. — Stack, Collaboration. Nuovo Cimento, 2, 1063, 1955.
- [16] M. Baldo, G. Belliboni, M. Ceccarelli, M. Grilli, B. Seccai, B. Vitale, G. T. Zorn, Nuovo Cimento 1, 1180, 1955.
- [17] H. Bridge, C. Peyrou, B. Rossi, R. Safford, Phys. Rev. 90, 921, 1953.
- [18] H. Bridge, H. Courant, H. de Staebler, B. Rossi, Phys. Rev. 91, 1024, 1953.
- [19] H. Bridge, H. de Staebler, B. Rossi, B. V. Sreekanthan, Nuovo Cimento 1, 874, 1955.
- [20] R. Armenteros, B. Gregory, A. Hendel, A. Lagarrigue, L. Leprince-Ringuet, F. Muller, C. Peyrou, Nuovo Cimento 1, 915, 1955.
- [21] W. H. Arnold, J. Ballam, G. T. Reynolds, Phys. Rev. 100, 295, 1955. (További irodalom itt található.)
- [22] F. Anderson, G. Fowler, T. E. Nevin, Nuovo Cimento 2, 608, 1955.
- [23] A. L. Hodson, J. Pallam, W. H. Arnold, D. R. Harris, R. R. Rau, G. T. Reynolds, S. B. Treiman, Phys. Rev. 96, 1089, 1954.

21. ábra. Az *a* ábrán látható csillagból egy τ^+ -mezon és egy hyperon (Y^\pm) egyidejűleg keletkezik [63]. A hyperon repülés közben egy L^\pm -mezonra bomlik. A bomlási séma feltehetően (13b) vagy (14) szerinti. A *b* ábra a τ^+ -mezon bomlásának részletes képét mutatja. A π^- -mezon egy nehéz magba fogódik be és ennek következtében egy lassú elektron emittálódik



- [24] B. Gregory, A. Lagarrigue, L. Leprince-Ringuet, F. Mullar, Ch. Peyrou, *Nuovo Cimento*, **11**, 292, 1954.
- [25] M. W. C. O'Ceallaigh, *Phil. Mag.* **42**, 1032, 1951.
- [26] M. W. Friedlander, D. Keefe, M. G. K. Menon, L. Van Rossum, *Phil. Mag.* **45**, 1043, 1954.
- [27] G. D. Rochester, C. C. Butler, *Nature*, **160**, 855, 1947.
- [28] R. Armenteros, K. H. Barker, C. C. Butler, A. Cachon, *Phil. Mag.* **42**, 1113, 1951.
- [29] C. C. Butler, *Progress of Cosmic Ray Physics* (Szerkesztette J. C. Wilson) p. 63.
- [30] M. Deutschmann, *Zeits. f. Naturforsch.* **7a**, 142, 1952.
- [31] *Congres Int. sur le Ray Cosmique*, Bagnères de Bigorre, 1953.
- [32] *Proc. of the Fourth Annual Rochester Conf.* 1954.
- [33] R. W. Thompson, A. V. Buskirk, L. R. Etter, C. J. Karsmark, R. H. Rediker, *Phys. Rev.* **90**, 329, 1122, 1953.
- [34] A. Snyder, W. Y. Chang, I. C. Gupta, *Phys. Rev.* **100**, 1264, 1955.
- [35] H. S. Bridge, C. Peyrou, B. Rossi, R. Safford, *Phys. Rev.* **91**, 362, 1953.
- [36] R. B. Leighton, S. D. Wanlass, W. L. Alford, *Phys. Rev.* **83**, 843, 1951.
- [37] M. W. Friedlander, D. Keefe, M. G. K. Menon, M. Merlin, *Phil. Mag.* **45**, 533, 1954.
- [38] A. Bonetti, R. Levi Setti, M. Panetti, G. Tomasini, *Nuovo Cimento* **10**, 1736, 1953.
- [39] *Congr. Int. su. part. inst. pes. Padova*, 1954.
- [40] P. Astbury, A. Bonetti, M. Ceccarelli, N. Dalla-porta, C. Franzinetti, M. Friedlander, G. Tomasini, *Nuovo Cimento Suppl.* **12**, 448, 1954.
- [41] W. B. Fowler, R. P. Shutt, A. M. Thorndike, W. L. Whittemor, *Phys. Rev.* **93**, 861, 1954. **98**, 121, 1955.
- [42] R. Armenteros, K. H. Barker, C. C. Butler, A. Cachon, C. M. York, *Phil. Mag.* **43**, 597, 1952.
- [43] W. W. Cowan, *Phys. Rev.* **94**, 161, 1954.
- [44] J. D. Sorrells, R. B. Leighton, C. D. Anderson, *Phys. Rev.* **100**, 1457, 1955.
- [45] Y. Eisenberg, *Phys. Rev.* **96**, 641, 1954.
- [46] J. H. Davies, D. Evans, P. H. Fowler, P. H. Francois, M. W. Friedlander, R. Hiller, P. Iredale, D. Keefe, M. G. K. Menon, D. H. Perkins, C. F. Powell, *Conf. Int. su. part. el. Pisa*, 1955, p. 315.
- [47] M. Gell-Mann, A. Pais, *Proc. of the 1954 Glasgow Conf. of Nucl. and Meson Phys.* Pergamon Press, London.
- [48] Y. B. Kim, I. R. Burwell, R. W. Hugett, R. W. Thompson, *Phys. Rev.* **96**, 229, 1954.
- [49] D. Lal, Y. Pal, B. Peters, *Phys. Rev.* **92**, 438, 1953.
- [50] W. F. Fry, J. Schneps, G. A. Snow, M. S. Swami, *Phys. Rev.* **100**, 1448, 1955. (További irodalom itt található.)
- [51] M. W. Friedlander, D. Keefe, M. G. K. Menon, *Nuovo Cimento* **1**, 694, 1955.
- [52] V. A. J. van Lint, C. D. Anderson, E. W. Cowan, R. B. Leighton, C. M. York, *Phys. Rev.* **94**, 1732, 1954.
- [53] P. H. Fowler, *Nuclear Phys.* **1**, 67, 1956.
- [54] M. Danysz, J. Pniewski, *Phil. Mag.* **44**, 348, 1953.
- [55] M. Danysz, *Fortschritte der Phys.* **3**, 49, 1955. (További irodalom itt található.)
- [56] J. D. Sorrells, G. H. Trilling, R. B. Leighton, *Phys. Rev.* **100**, 1484, 1955.
- [57] W. F. Fry, J. Schneps, G. A. Swami, *Phys. Rev.* **97**, 1189, 1955.
- [58] D. Lal, Y. Pal, Rama, *Nuovo Cimento Suppl.* **12**, 347, 1954.
- [59] A. Milone, *Nuovo Cimento Suppl.* **12**, 353, 1954.
- [60] M. Schein, D. M. Haskin, R. G. Glasser, *Nuovo Cimento Suppl.* **12**, 355, 1954.
- [61] M. Teucher, *Nuovo Cimento Suppl.* **12**, 361, 1954.
- [62] M. Cresti, M. Deutschmann, D. Greening, L. Guerriero, A. Loria, G. Zago, *Conf. Int. su. part. el. Pisa*, 1955, p. 131.
- [63] K. Gottstein, *Nuovo Cimento* **1**, 284, 1955.
- [64] H. de Staebler, *Phys. Rev.* **95**, 1110, 1954.

Az elemi részek családfájának megismerése felé

(A hyperonok és nehéz mezonok elméletéről)

A fizikai és természetfilozófiai vizsgálódásoknak az emberiség egész története folyamán egyik fő serkentője az az ősi vágy, hogy megismerjük a bennünket körülvevő anyagi világ legvégső alkotóelemeit. Az i. e. VI. században élt görög *Thales* szerint az őselem: a víz, *Herakleitos* a tüzet tekinti minden létező forrásának. *Empedokles* elgondolásában négy őanyag szerepel: a víz, a tűz, a föld és a levegő. *Demokritos*, Empedokles kortársa, atomelméletében már olyan gondolatokat vet fel, amelyeket még a múlt század végén is sokan az ősi kérdésre adott végleges válasznak tekintettek. — A XVII–XIX. század kémiai kutatása (melynek fő alakjai *Boyle*, *Lavoisier*, *Dalton*, *Avogadro*, *Berzelius*) arra az eredményre jutott, hogy minden anyag előállítható néhány tucat elemből. A kémia kb. százfajta atomjából — lényegében a Demokritos által megsejtett módon — épül fel a kereken félmillió máig megismert vegyület. A kémia elemeinek száma azonban még így is elég nagy volt ahhoz, hogy az

atomok „elemi” volta iránt kétségeket ébresszen. Először *Prout* mondta ki 1815-ben, hogy minden elem atomja a legkönnyebb atom: a hidrogén atomjaiból tevődik össze. A századfordulón felfedezett radioaktivitás, majd az elemátalakítási kísérletek az atomok összetett voltára irányuló sejtést a bizonyosság rangjára emelték. Századunk első három évtizedében általánossá vált a meggyőződés: *minden atom, az egész világegyetem kizárólag protonokból és elektronokból épül fel.* Az ezidőben ismert harmadik elemi részecske: a *foton* az elemi építőkövek, a protonok és elektronok közötti elektromágneses erőhatásokat közvetíti.

Az egyszerű, tiszta kép csakhamar változatosabbá vált. *Pauli*¹ neutrínó-hipotézisét (1931) csakhamar követte a neutron felfedezése² (*Chadwick*, 1932). E két részecske a magfizika súlyos nehézségeit szüntette meg^{1, 2, 3}. Az ugyanezen évben felfedezett pozitív elektront kész hely várta az elmélet épületében⁴. Az 1936-ban a kozmikus sugárzásban megfigyelt μ^\pm -mezonok

látszólag ugyancsak az elmélet várakozásait igazolták³. Bár 1947-ben *Conversi* és munkatársainak mérései megmutatták, hogy a μ -mezón nem lehet azonos a *Yukawa* által elméleti úton előrelátott magerő-mezonnal, *Powell* még ugyanabban az évben megtalálta a kozmikus sugárzásban az igazi *Yukawa*-részecskéket: a π -mezónokat³. Ezzel a kép — azt hittük — teljessé vált. Az elméleti fizikus talán csak a — nemrég felfedezett — antinukleonokat hiányolhatta az elemi részecskék rendszeréből.

Az elemi részek kutatásának legújabb, meglepésekkel teli szakaszát *Rochester* és *Butler* két ködkamra-felvétele nyitotta meg, amelyeken sajátos V-alakú nyom mutatta azelőtt ismeretlen részecskék átalakulását⁵ (1947). Az azóta eltelt időben a kozmikus sugárzás kutatói és a világ két legnagyobb működő gyorsítójával (*Berkeley* és *Brookhaven*) dolgozó fizikusok számos új folyamatot, új „V-részecskét” figyeltek meg. Ma közel harminc „elemi” részecskét tartunk számon. Ez a nagy szám magában is mutatja, hogy az „elemi” jelző jelentése — éppúgy, mint félévszázaddal korábban az oszthatatlanságot kifejező atom szóé — revizióra szorul. Milyen rendszert fedezhetünk fel az új részecskék és kölcsönhatásaik útvesztőjében? E cikkben arról a kutatómunkáról kívánunk áttekintést adni, amely e kérdés megválaszolása érdekében folyik.

Az új részecskék páros keletkezése

Az új bomlékony részecskék két fő csoportba oszthatók (l. „Az elemi részecskék tulajdonságai” táblázatot, 119 old.): a neutronnál nehezebb *hyperonok* ill. a π -mezón és a proton tömege közé eső tömegű *K*-mezónok családjába*. A *K*-mezónokat első pillantásra a π -mezón nehezebb testvéreinek gondolhatnánk. A *hyperonokat* pedig a legtermészetesebben gerjesztett nukleonoknak tekinthetjük⁵. Ezt a nézetet alátámasztja az a tapasztalat, hogy e részecskék — a π -mezónokhoz és a nukleonokhoz hasonlóan — részt vesznek a nagyenergiájú magfolyamatokban. A *hyperonok* keletkezéséről eszerint az a szemléletes képünk, hogy egy nukleont körülvevő mezonter pl. ütközéskor gerjesztési energiát vesz fel, más szóval: a nukleonhoz hozzátapad egy π -mezón⁵.

* Ismereteink jelenlegi fokán a *K*-mezónokat fenomenológiusan, bomlási módjaik szerint osztályozzuk és jelöljük. Ezzel nem akarjuk azonban azt állítani, hogy a különböző szimbolumokkal jelölt átalakulásokat különböző részecskéknek kell tulajdonítanunk. A legvonzóbb feltevés természetesen az volna, hogy minden bomlási mód egyetlen részecske-típus átalakulásából ered. Ezt a feltevést sugallja a tömeg-értékek hibahatáron belüli egyenlősége is. — A probléma részletes vizsgálata azt mutatja, hogy e feltevés alapján nem lehet minden átalakulást értelmezni. Valószínű, hogy két mezonfajta: a θ - és τ -mezón feltételezése lehetővé teszi a megfigyelt átalakulások ellentmondásmentes leírását. E feltevés szerint a $\rightarrow \pi^\pm + \pi^\pm + \pi^-$ és a $\rightarrow \pi^\pm + \pi^\pm + \pi^0$ bomlási mód a τ -mezón töltött változatához tartozik, τ^0 pedig a $\rightarrow \pi^0 + \pi^0 + \pi^0$ és a $\rightarrow \pi^0 + \pi^\pm + \pi^-$ módon bomlik.

Nambu (1951)⁶ és *Pais* (1952)⁷ mutatott rá először e felfogás különös nehézségére. A nagyenergiájú nukleon-nukleon stb. ütközések, amelyek során a *hyperonok* keletkeznek, 10^{-23} sec nagyságrendű ideig tartanak. ** A tapasztalat azt mutatja, hogy ezen 10^{-23} sec alatt a *hyperonok* számottevő valószínűséggel ($\gtrsim 1/40$) kialakulhatnak. Ennek alapján azt várjuk, hogy a megfordított folyamat: a mezon elszabadulása a *hyperon* kötelékéből, pl. a Λ^0 -*hyperon* $\Lambda^0 \rightarrow p + \pi^-$ bomlása ugyancsak $\sim 10^{-23}$ sec alatt következik be. Ezzel szemben a tapasztalat azt mutatja, hogy Λ^0 élettartama $3,7 \cdot 10^{-10}$ sec, tizenhárom nagyságrenddel nagyobb, mint a várt érték! A kísérlet és az elméleti várakozás között talált súlyos eltérés arra kényszerít bennünket, hogy elvessük hibás eredményre vezető modellünket, amely a *hyperonokat* nukleon és π -mezón kötött rendszerének tekintette. — Hasonló ellentmondás adódott a *K*-mezónok elméletileg meghatározott és mért élettartama között.

Pais nyomán a *hyperonokat* és a *K*-mezónokat önálló elemi részecskék tekintjük. A meglepően hosszú élettartam magyarázatára pedig feltesszük, hogy a keletkezés nagy valószínűsége miatt várt gyors ($\sim 10^{-23}$ sec alatt végbemenő) bomlást egy kiválasztási szabály tiltja. *Pais* minden, a nagyenergiájú magfolyamatokban résztvevő részecskéhez egy *P* kvantumszámot rendel. Az új részecskéket *hyperonokat*, *K*-mezónokat $P = 1$ -gyel jellemezzük, a „rég” részecskékhez (nukleonokhoz, π -mezónokhoz) a $P = 0$ értéket rendeljük. Tegyük fel, hogy ha valamely részecske-átalakulást leíró egyenlet jobb és bal oldalán álló *P*-értékek összege páratlan szám, úgy a folyamat (az új részecskék bomlására jellemző) 10^{-10} sec nagyságrendű idő alatt megy végbe, ha pedig páros, úgy az átalakulás (a nagyenergiájú ütközések idejét megadó) 10^{-23} sec alatt várható. (Az első típusú, lassú átalakulásokat páratlan, a második fajta, gyors reakciókat páros folyamatoknak nevezzük.)

E kiválasztási szabály számot ad a *hyperonok* és *K*-mezónok meglepően hosszú élettartamáról. A Λ^0 bomlásánál például:

$$\Lambda^0 \rightarrow p + \pi^- \quad P_\Lambda + P_p + P_\pi = 1 + 0 + 0 = 1, \quad (1)$$

a *P*-értékek összege 1, páratlan, tehát e folyamat a szabály szerint $\sim 10^{-10}$ sec alatt megy végbe,

A többi bomlási módot e feltevés alapján a θ -mezónnak tulajdonítjuk: feltesszük, hogy a $\rightarrow \pi^\pm + \pi^\pm$, $\rightarrow \mu^\pm + \nu$, $\rightarrow \mu^\pm + \pi^\pm + \nu$, $\rightarrow e^\pm + \pi^\pm + \nu$ átalakulások mind θ^\pm bomlásának eredményeként jönnek létre, θ^0 pedig a $\rightarrow \pi^+ + \pi^-$ módon bomlik. — A θ - és τ -mezónok szimmetrikus szerepe talán az elmélet korábban rejtett szimmetriasajátságát tükrözi¹⁵. — A cikkben nem foglalkozunk a most vizsgált kérdéskörrel. Ha *K*-mezónokról beszélünk, az elmondottak a θ - és τ - (és az esetleges további fajta) mezonokra egyaránt érvényesek.

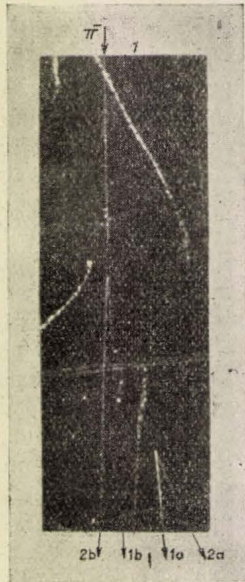
** A nukleon mezontere $\lambda = 1,4 \cdot 10^{-13}$ cm sugarú gömbben különbözik zérustól. Ha egy nagyenergiájú nukleon a fényét megközelítő $v \sim c = 3 \cdot 10^{10}$ cm sec⁻¹ sebességgel halad át egy másik nukleon terén, úgy kölcsönhatásuk $\tau \sim \lambda/c \sim 10^{-23}$ sec ideig tart.

összhangban a tapasztalattal. Hasonló az eredmény a következő bomlási folyamatoknál:

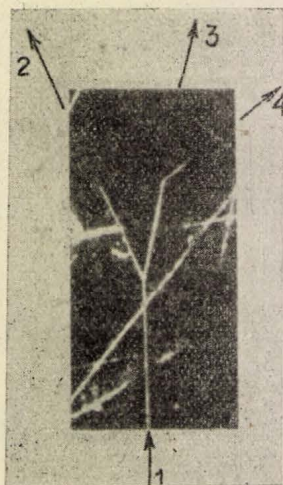
$$\left. \begin{aligned} \Sigma^+ &\rightarrow n + \pi^+ \\ \Sigma^+ &\rightarrow p + \pi^0 \\ \Sigma^- &\rightarrow n + \pi^- \end{aligned} \right\} P_\Sigma + P_N + P_\pi = 1, \quad (1a)$$

$$\vartheta^0 \rightarrow \pi^+ + \pi^- \quad P_\vartheta + P_\pi + P_\pi = 1.$$

A Pais-féle kiválasztási szabály ismeretében világosan látjuk, hogy az új részecskék keletke-



1. ábra. A felülről érkező 1,5 GeV energiájú π^- -mezon a ködkamrában protonnal ütközve Λ^0 -hyperont és ϑ^0 -mezonot kelt. E semleges részecskék maguk nem hagynak látható nyomot, de jól felismerhetjük a Λ^0 bomlásából származó proton (1a) és π^- -mezon (2a) nyomát, valamint a ϑ^0 bomlástermékei: π^+ és π^- által hagyott nyomokat (1b és 2b). [Phys. Rev. 93, 863 (1953).]



2. ábra. A ködkamrába érkező π^- -mezon (1) nyugvó protonnal ütközve pozitív K-mezont (2) és negatív Σ^- -hyperont (3) kelt. (4) valószínűleg a $\Sigma^- \rightarrow n + \pi^-$ átalakulásból származó π^- -mezon nyoma. [Phys. Rev. 98, 125 (1955).]

zéséhez vezető nagyvalószínűségű folyamatok nem lehetnek az (1-1a) alatti lassú bomlási reakciók megfordítottjai. Nyilvánvaló, hogy a hyperonok és K -mezonok $\sim 10^{-23}$ sec alatt számottevő valószínűséggel bekövetkező keletkezése csak páros átalakulások során lehetséges. Ilyenek a két hyperon, két K -mezon vagy egy hyperon és egy K -mezon részvételével végbemenő folyamatok:

$$\begin{aligned} \pi + N &\rightarrow K + Y, \\ \pi + N &\rightarrow K + K + N, \\ N + N &\rightarrow K + Y + N, \\ N + N &\rightarrow K + K + N + N, \\ N + N &\rightarrow Y + Y. \end{aligned} \quad (2)$$

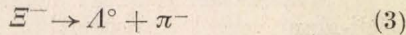
(Y a hyperonok, N a nukleonok közös jele; csak olyan reakciókat írtunk fel, amelyek a nukleontöltés megmaradási törvényével összeférnek.⁵ Látjuk, hogy az új elemi részek hosszú élettartamának magyarázatára bevezetett Pais-féle kiválasztási szabály azt az eredményt adta, hogy az új részecskék mindig párosan ($K + Y$, $K + K$, $Y + Y$ párok alakjában) keletkeznek*). Pais elgondolása szerint azért nincs tehát ellentmondás a bomlások kicsiny és a keletkezési folyamatok nagy valószínűsége között, mert a kétfajta folyamat nem egymás fordítottja.

Az új részecskék páros keletkezésére vonatkozó elméleti következtetést a megfigyelések csakhamar igazolták. Fouler, Shutt, Thorndike és Whittermore 1953-ban a brookhaveni Kozmotron gyorsító 1,5 GeV-os π -mezonnyalábját nagynyomású hidrogént tartalmazó ködkamrába bocsátotta⁸. Első kísérleteikben azt tapasztalták, hogy valahányszor egy V -alakú bomlást mutató Λ^0 -hyperon keletkezik π^- -mezon és proton ütközésekor, az energia- és impulzusmegmaradás tétele csak úgy teljesül, ha felteszik, hogy még egy kb. 1000 m_e tömegű semleges részecske — valószínűleg K^0 -mezon — is keletkezik. A későbbi felvételek között több olyant is találtak, amelyen a keletkezett semleges K -mezon bomlását jelző V -alakú nyom is látható (1. ábra). Más felvételek töltött Σ -hyperon és K -mezon páros keletkezését mutatják⁹ (2. ábra). Emellett az új részecskék keletkezésének küszöbenergiájából is arra lehetett következtetni, hogy a hyperonok mindig K -mezonok társaságában keletkeznek. E megfigyelések Pais elgondolását megerősítették.

Volt azonban két jelenség, amely arra utalt, hogy nem a Pais-féle kiválasztási szabályoké az utolsó szó. Az egyik az, hogy egyszer sem figyelték meg a Λ^0 -hyperonok páros keletkezését nukleon-nukleon ütközésekor, noha e reakció a (2) alatti, Pais szerint megengedett átalakulások közé tar-

* Ez a kijelentés természetesen a nagyvalószínűségű keletkezési folyamatokra érvényes. Új részecskék keletkezhetnek egyenként is a bomlási folyamatok megfordításával előálló reakciók útján, de e folyamatok valószínűsége oly kicsiny (a páros keletkezés valószínűségénél 10^{-12} — 10^{-13} -szor kisebb), hogy gyakorlatilag sohasem figyelhetők meg.

tozik, emellett küszöbenergiája kisebb, mint a $\Lambda + K$ típusú keletkezési folyamatoké. A másik jelenséget a manchesteri egyetemen dolgozó kutatók találták 1952-ben a Pic du Midi-n készült 25 000 ködkamra-felvétel átvizsgálása közben. E felvételen két egymást követő hyperon-bomlás V-alakú nyoma látható. E jelenséget a Ξ kaszkád-hyperon feltételezésével lehetett értelmezni, amely a

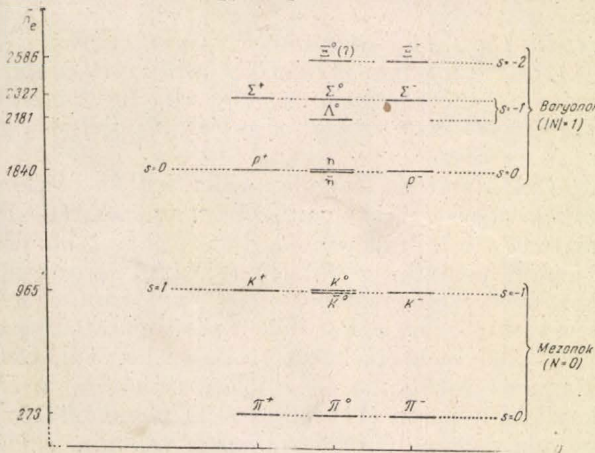


módon bomlik; e bomlást követi az (1) átalakulás. Próbáljuk meg értelmezni a (3) bomlást a Pais-féle szabály alapján. Minthogy ez lassú ($\tau \sim 10^{-10}$ sec) folyamat, a résztvevő részecskék P kvantumszámainak összegül páratlan számot kell adniok: $P_\Xi + P_\Lambda + P_\pi = \text{páratlan}$, ebből következik, hogy $P_\Xi = \text{páros}$. Ekkor azonban a $\Xi \rightarrow n + \pi^-$ folyamat páros volna, $\sim 10^{-23}$ sec alatt minden Ξ -hyperonnak el kellene bomolnia ezen a módon és így a (3) bomlási folyamatot egyáltalán nem lehetne megfigyelni. — E nehézségek azt mutatták, hogy az új részecskék kölcsönhatási törvényeinek megismerésében még nem hatoltunk elég mélyre.

Az új részecskék töltésmultipliettjei

Láttuk az 1. táblázatban, hogy az egyes új részecskék különböző töltésállapotban fordulnak elő. A K -mezonoknak pozitív, semleges és negatív változatát figyelték meg, Λ -t csak semleges, Σ -t pozitív és negatív alakban ismerjük. Nishijama¹⁰ japán és Gell-Mann¹¹ amerikai fizikus 1953-ban arra a gondolatra jutott, hogy az új részecskék átalakulásainak törvényszerűségei szoros kapcsolatban vannak a különböző töltésállapotok rendszerével.

Már a nukleonok és π -mezonok kölcsönhatásainak tanulmányozása megmutatta, hogy a magkölcsönhatások szempontjából a proton és a neutron, ill. a pozitív, semleges és negatív π -mezon hasonló módon viselkednek. Pontosabban: ha valamely magfolyamatban minden protont neutronnal, minden neutront protonnal és minden π^\pm -mezent π^\mp -mezonnal helyettesítünk, úgy a folyamat — ha eltekintünk az elektromágneses kölcsönhatásoktól — azonos törvények szerint (azonos hatáskeresztmetszettel, stb.) megy végbe. E nukleáris részecskék



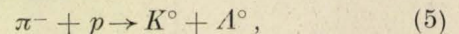
1. táblázat. Az ismert nukleáris részecskék töltésmultipliettjei

rokon viselkedését úgy juttatjuk kifejezésre, hogy a protont és a neutront egyetlen részecske, a nukleon két töltésállapotának tekintjük. A két töltésállapotra való tekintettel azt mondjuk, hogy a nukleon *töltésdublett*. (A töltésdublett komponenseit, a protont és neutront — az atomspektroszkópia dublettjeit jelző spinkvantumszám mintájára bevezetett — t töltéskvantumszám $t = \frac{1}{2}$ és $t = -\frac{1}{2}$ értékeivel jellemezzük*). A töltés-triplettet alkotó π^+ , π^0 , π^- -mezonhoz a $t = 1, 0, -1$ értékeket rendeljük. A megengedett nukleon-mezon reakciók során a t töltéskvantumszámok összege változatlan marad. Például a $\pi^- + p \rightarrow \pi^0 + n$ reakció baloldalán a töltéskvantumszámok összege $-1 + \frac{1}{2} = -\frac{1}{2}$, a jobb oldalon $0 - \frac{1}{2} = -\frac{1}{2}$ ugyancsak. A természetben elő nem forduló, a töltésmegmaradás törvényének nem engedelmeskedő átalakulásoknál t megmaradása nem teljesül. — A mondottak alapján megállapíthatjuk, hogy az (elemi töltés többszöröseként megadott) Q töltés és a t kvantumszám kapcsolata

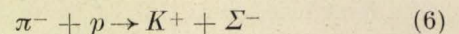
$$\text{a nukleonokra} \quad Q = t + \frac{1}{2}, \quad (4a)$$

$$\text{a } \pi\text{-mezonokra} \quad Q = t. \quad (4b)$$

Nishijama és Gell-Mann azt a feltevést tették, hogy a *töltéskvantumszám megmaradása* nemcsak a nukleonok és π -mezonok erős kölcsönhatásainál, hanem az új részecskék nagyvalószínűségű keletkezési folyamatai során is teljesül. Vegyük példaként a Λ^0 -hyperonok és a K^0 -mezonok kísérletileg is megfigyelt páros keletkezését π^- -mezon és proton ütközésekor:



A bal oldalon a t kvantumszámok összege $-1 + \frac{1}{2} = -\frac{1}{2}$. A jobb oldalon álló részecskék közül a Λ^0 -hyperonról a megfigyelések azt mutatják, hogy csak semleges töltésállapotban fordul elő, *töltéssingulett* és így $t = 0$. t megmaradásából következik, hogy K^0 -ra $t = -\frac{1}{2}$. A K^- -mezonok pozitív változatának töltéskvantumszámát pl. a



reakció alapján állapíthatjuk meg. Milyen t -érték tartozik Σ^- -hoz? Gell-Mann és Nishijama felteszik, hogy a Σ -hyperonok a π -mezonokhoz hasonlóan töltés-triplettet alkotnak: Σ^+ , Σ^0 , Σ^- ,

$$\text{a } \Sigma\text{-hyperonokra} \quad Q = t. \quad (4c)$$

E feltevést elfogadva azt találjuk, hogy a (6) folyamatban akkor teljesül a töltéskvantumszám megmaradása, ha K^+ -nak a $t = \frac{1}{2}$ értéket tulajdonítjuk. Az (5) és (6) átalakulásokból levont következtetéseket egybevetve megállapíthatjuk, hogy $K^+ \left(t = \frac{1}{2} \right)$ és $K^0 \left(t = -\frac{1}{2} \right)$ *töltésdublett*

*Ha valamely töltésmultipliettnak $2T + 1$ komponense van, úgy $t = a$ spinmultiplettek analógiájára — a $t = T, T - 1, T - 2, \dots, -T + 1, -T$ értékeket veszi fel.

komponensei. E dublett a nukleon-dubletthez hasonló, a Q töltés és a t kvantumszám kapcsolata (4a)-hoz hasonlóan.

$$\text{a } K\text{-mezonokra } Q = t + \frac{1}{2}. \quad (4d)$$

Érdekes eredményre jutunk, ha megvizsgáljuk a K -mezonok páros keletkezésének folyamatát — amelyet Pais elméleti úton megjósolt, majd Schein emulzióban megfigyelt — a Gell-Mann- és Nishijama-féle gondolatok fényében. Nyilvánvaló, hogy ezen elgondolások szerint pl. proton-proton ütközéskor nem keletkezhet két azonos K -mezon:

$$p + p \rightarrow p + p + K^0 + K^0. \quad (7)$$

E reakció bal oldalán ugyanis 1 a t kvantumszámok összege, a jobb oldalon viszont 0, s így a Gell-Mann és Nishijama feltevése szerint e folyamat nem lehet végbe megfigyelhető gyakorisággal. Ahhoz, hogy megmagyarázhassuk, hogy a (7) folyamat mégis megfigyelhető, fel kell tennünk, hogy a természetben két különböző fajta K^0 -mezon található: a már eddig ismert $t = -\frac{1}{2}$ -hez tartozó K^0 , valamint egy másik,

megkülönböztetésül \bar{K}^0 -sal jelölt részecske, amely az előbbitől a t kvantumszám előjelében különbözik: $t = \frac{1}{2}$. A

$$p + p \rightarrow p + p + K^0 + \bar{K}^0 \quad (8)$$

reakcióban t megmaradása már teljesül, és így ez a folyamat az elmélet szerint nagy valószínűséggel megy végbe. — Abból, hogy a megfigyelések szerint a

$$p + p \rightarrow p + p + K^+ + K^- \quad (9)$$

folyamat valószínűsége számottevő, arra következtethetünk, hogy K^- -ra $t = -\frac{1}{2}$. Természetes

dolog a K^0 és K^- részecskéket ugyancsak egy töltésdublettnak tekinteni. A Q töltés és t kapcsolata

$$\text{az anti-}K\text{-mezonokra: } Q = t - \frac{1}{2}. \quad (4c)$$

(A \bar{K}^0 -, K^- -mezonokat anti- K -mezonoknak nevezzük, összefoglaló jelük \bar{K} . E részecskék ugyanis — ha a töltés előjelét és a párkeltés lehetőségét tekintjük — ugyanolyan viszonyban állnak a K^+ -, K^0 -mezonokkal, mint az antineutron és antiproton a protonnal és neutronnal.)

A töltéskvantumszámra bevezetett Gell-Mann — Nishijama-féle kiválasztási szabályok azokat a jelenségeket is helyesen értelmezik, amelyekkel szemben a Pais-féle szabály tehetetlenül állt. Pais elmélete nem tudta megmagyarázni, miért nem fordul elő megfigyelhető gyakorisággal a Λ^0 -részecskék páros keletkezése neutron-neutron ütközéskor:

$$n + n \rightarrow \Lambda^0 + \Lambda^0. \quad (10)$$

A Gell-Mann — Nishijama-féle szabályok alapján ez minden további nélkül érthető: a töltés-

kvantumszám megmaradása tiltja a (10) reakciót. A bal oldalon ugyanis -1 , a jobb oldalon pedig 0 a t értékek összege.

A Ξ^- -kaskád-hyperon $\Lambda^0 + \pi^-$ bomlással szembeni hosszú ($\sim 10^{-10}$ sec) élettartamát és az $n + \pi^-$ -ra való bomlással szembeni stabilitását — amely a Pais-féle elgondolás számára súlyos problémát jelentett — a Gell-Mann — Nishijama-féle kiválasztási szabály ugyancsak értelmezi. Gell-Mann ezzel kapcsolatban feltette, hogy a Ξ -hyperon töltésdublettet alkot: $\Xi^0 \left(t = \frac{1}{2} \right)$,

$\Xi^- \left(t = -\frac{1}{2} \right)$. Q és t kapcsolata

$$\text{a } \Xi\text{-hyperonokra } Q = t - \frac{1}{2}. \quad (4f)$$

A Ξ^0 -hyperont eddig még nem figyelték meg, e részecske azonban feltehetően a $\Xi^0 \rightarrow \Lambda^0 + \pi^0$ módon bomlik; ezt az átalakulást — az összes résztvevő részecske sémleges volta miatt — igen nehéz kimutatni. — Gell-Mann feltevése alapján Ξ lehetséges bomlásairól a következőket mondhatjuk: a

$$\Xi^- \rightarrow \Lambda^0 + \pi^- \quad (11)$$

reakció baloldalán $t = -\frac{1}{2}$ áll, a jobb oldalon

$t = 0 - 1 = -1$. Ez a reakció $\sim 10^{-10}$ sec élettartammal megy végbe. A tapasztalat szerint elő nem fordul

$$\Xi^- \rightarrow n + \pi^- \quad (12)$$

reakció bal oldalán $t = -\frac{1}{2}$, a jobb oldalon

$-\frac{1}{2} - 1 = -\frac{3}{2}$ áll. Gell-Mann szerint e tényeket a következő szabállyal értelmezhetjük:

Azok a reakciók [pl. (12)], amelyekben t eggyel, vagy annál többel változik meg: $|\Delta t| \geq 1$, olyan kis valószínűségűek, hogy gyakorlatilag sohasem figyelhetők meg.

Azok az átalakulások [pl. (11)], amelyekben t $\frac{1}{2}$ -del változik: $|\Delta t| = \frac{1}{2}$, 10^{-10} sec nagyságrendű (hosszú) élettartammal mennek végbe.

Azok a folyamatok, amelyek során a t kvantumszámok összege megmarad: $\Delta t = 0$, 10^{-23} sec-nyi (rövid) idő alatt számottevő valószínűséggel mennek végbe.

Gell-Mann és Nishijama fentiekben részletezett kiválasztási szabályai számot adnak az (1 — 1a) alatt felsorolt átalakulások 10^{-10} sec-nyi bomlási idejéről, valamint az (5), (6), (8) és (9) páros keletkezésre vezető reakciók nagy valószínűségéről, amelyeket már a Pais-féle „páros-páratlan szabály” helyesen értelmezett. De ezeken túl, Gell-Mann és Nishijama elgondolása számot ad a Ξ^- -kaskád-hyperon (11) bomlásával szembeni 10^{-10} sec nagyságrendű élettartamáról, valamint a (12) átalakulással szembeni stabilitásáról. Emellett — a tapasztalattal összhangban — arra az ered-

ményre vezet, hogy a Λ^0 -részecskék páros keletkezése nem nagyvalószínűségű folyamat, noha a Pais-féle elmélet szerint annak kellene lennie.

A „ritkaság” kvantumszám

A Gell-Mann és Nishijama által felállított kiválasztási szabályokat igen egyszerű alakban írhatjuk fel a következő észrevétel alapján. Kísérjük meg a Q töltés és a t kvantumszám különböző részecskékre (4a-f) alatt felírt kapcsolatát egységes alakba tömöríteni. Ha csak a „rég” részecskékre: a nukleonokra és π -mezonokra szorítkozunk, úgy (4a) és (4b) együtt így írható fel:

$$Q = t + \frac{N}{2}, \quad (4g)$$

ahol $N = 0$ mezonokra és $N = 1$ nukleonokra. (N -t nukleontöltésnek nevezzük). Az új részecskékre a (4g) egyenlőség nem teljesül, $Q - t - \frac{N}{2} \neq 0$. (N -t a nukleontöltéssel rendelkező hyperonok esetében is 1-nek vesszük.) Jelöljük ezt az értéket

$$\frac{1}{2}s\text{-sel:} \quad s = 2 \left(Q - t - \frac{N}{2} \right). \quad (4)$$

s -t nevezi Gell-Mann „strangeness”-nek. Magyarul — Marx György javaslatát követve — „ritkaság”-nak nevezhetjük. A különböző nukleáris részecskékre s értéke a következő:

$$\begin{array}{ll} \pi, N & : s = 0, \\ K & : s = 1, \\ \bar{K}, \Lambda, \Sigma & : s = -1, \\ \Xi & : s = -2. \end{array} \quad (13)$$

Miután a (4) egyenletben szereplő Q elektromos töltés és a nukleontöltéssel rendelkező nehéz részek („baryonok”) számát megadó N minden folyamatban egzaktul megmarad, a t kvantumszám pedig Gell-Mann és Nishijama szerint a nagyvalószínűségű folyamatok során állandó*, ezen folyamatokat úgy is jellemezhetjük, hogy bennük az s ritkaság értéke nem változik meg: $\Delta s = 0$. A kb. 10^{-10} sec élettartammal végbemenő lassú bomlási folyamatok esetében $|\Delta s| = 1$, a gyakorlatilag megfigyelhetetlen, igen valószínűtlen folyamatokra pedig $|\Delta s| \geq 2$ érvényes. — E kiválasztási szabályból látjuk: általában minél nagyobb valamely baryonhoz rendelt s ritkaság abszolútértéke, annál több K -mezon társaságában lehetséges a nagyvalószínűségű keletkezés. Miután több részecske létrehozásához nagyobb energia szükséges, mérsékelt energiáknál a nagyobb abszolútértékű „ritkaság”-gal jellemzett részecskék valóban ritkábbak.

* Megjegyezzük, hogy a „rég” részecskékre alkalmazva (π, N) t megmaradása egyet jelent a töltésmegmaradással és így természetesen egzaktul érvényes $\Delta t = 0$. Gell-Mann és Nishijama nagy érdeme éppen az, hogy felismerték: az új részecskék esetében a t kvantumszám megmaradása a töltésmegmaradástól független tétel, amely alkalmas arra, hogy megmagyarázza e részecskék viszonylag hosszú élettartamát.

A Gell-Mann — Nishijama-féle elmélet által előrelátott jelenségek.

A Gell-Mann — Nishijama-elmélet különleges értéke akkor válik világossá előttünk, ha azokra a jelenségekre fordítjuk figyelmünket, amelyeket az elmélet, megelőzve a kísérleti kimutatást, előrelátott. — Vizsgáljuk meg, milyen folyamatok során keletkezhetik a Ξ^- kaszkádhyperon pl. π^- -mezon és neutron ütközésekor? A

$$\pi^- + n \rightarrow \Xi^- + ?$$

reakcióban — amint azt (13)-ból és a nagyvalószínűségű keletkezési folyamatokra érvényes $\Delta s = 0$ kiválasztási szabályból megállapíthatjuk a ? helyén $s = 2$ ritkaságú részecskéknak kell állniuk. Ennek alapján a Ξ^- -hyperon egy lehetséges keletkezési folyamata:

$$\pi^- + n \rightarrow \Xi^- + K^0 + K^0. \quad (14)$$

1955 végén Sorrels, Leighton és Anderson, a kaliforniai technológiai intézet kutatói egy Pasadena-ban készült, kozmikus sugárzási záport ábrázoló ködkamra felvételt tettek közzé, amely meggyőzően mutatja egy Ξ^- -hyperon és két K^0 -mezon kapcsolt keletkezését egy magrobbanásban¹² (3. ábra). Ezzel megerősítették a Gell-Mann — Nishijama-elmélet következtetését a (14) típusú reakció létezéséről.

Egy másik jelenség, amelyet az új részecskék Gell-Mann — Nishijama-féle rendszere alapján előre lehetett látni, a következő. A különböző részecskék (13) alatt feltüntetett s -értékeiből látható: A K^+ - és K^0 -mezonok legalacsonyabb küszöbenergiájú keletkezési folyamatai a $\rightarrow K + \Lambda$, $K + \Sigma$ típusú reakciók (nyugvó részecskék keltetéséhez szükséges energia kb. 680, ill. 770 MeV). Ugyanakkor a \bar{K}^0 - és K^- -mezonok hyperonok társaságában a $\Delta s = 0$ kiválasztási szabály miatt nem keletkezhetnek megfigyelhető gyakorisággal, hanem csak $K + \bar{K}$ mezonpárok alakjában. Egy nyugvó $K + \bar{K}$ mezonpár létrehozásához azonban közel 1000 MeV szükséges. A küszöbenergiák különbözőségéből következik, hogy mérsékelt energiák esetén az alacsonyabb küszöbnél keletkező K^+ - és K^0 -mezonok nagyobb számban jelentkeznek, mint a nagyobb küszöbű \bar{K}^0 -, K^- -mezonok. A Kozmotronnal végzett megfigyelések ezt a következtetést megerősítették: a π -mezon — proton ütközések során keletkezett K -mezonok túlnyomó többsége pozitív: több, mint 50 K^+ -mezonra esik egy K^- -mezon.

A Gell-Mann — Nishijama-féle elmélet arról ugyancsak számot ad, hogy a K^+ - és K^- -mezonok emulzióban nagymértékben különbözően viselkednek: a K^- -mezonok gyakran okoznak magrobbanásokat, amelyekben Λ - vagy Σ -hyperon keletkezése figyelhető meg, a K^+ -mezonok viszont nem okoznak magrobbanást, hanem csupán szóródnak a magokon. (13) alapján ez érthető: pl. K^- egy protonnal ütközve Λ^0 -hyperonra alakulhat át, miközben a szabadabb váló kb. 320 MeV energia magrobbanást okoz ($\Delta s = 0$).

K^+ számára viszont az s ritkaság megmaradása nem engedi meg, hogy hasonló átalakulást szenvedjen.

Emlékezzünk most vissza arra, hogy a K^+ -mezon és Σ^- páros keletkezésével kapcsolatban [1.(6)] Gell-Mann és Nishijama azon feltevését vettük alapul, hogy a Σ^- -hyperonok töltéstriplettet alkotnak: Σ^+ , Σ^0 , Σ^- . A Σ^+ -, Σ^- -hyperonok

létezését a tapasztalat kétséget kizáróan megmutatta, de az említett feltételezés idején semmilyen jel nem volt a Σ^0 -hyperon létezésére. Σ^0 megfigyelése mindenesetre igen nehéz feladat. E részecske nem a töltött Σ -k bomlásával analóg módon bomlik $\sim 10^{-10}$ sec élettartammal: $\Sigma^0 \rightarrow p + \pi^-$, ugyanis a

$$\Sigma^0 \rightarrow \Lambda^0 + \gamma \quad (15)$$

átmenet — minthogy $\Delta s = 0$ — az elmélet várakozása szerint $10-12$ nagyságrenddel nagyobb valószínűséggel megy végbe. Noha a (15) átalakulást kicsiny élettartama és a részecskék semleges voltából következő megfigyelési nehézségek miatt mindeddig nem sikerült közvetlenül kimutatni, közvetett bizonyítékokat csakhamar találtak Σ^0 létezésére. A Kozmotronnal kiváltott (5) típusú páros keletkezések némelyikénél, úgy látszott, nem teljesül az energia- és impulzusmegmaradás tétele: kb. 80 MeV hiányzott egyes

$$\pi^- + p \rightarrow K^0 + \Lambda^0 \quad (5)$$

típusú folyamatokban. Fowler és Walker a különös eredmény lehetséges okait sorra véve arra az eredményre jutott, hogy ha felteszik, hogy a reakció-egyenlet (5) helyett

$$\pi^- + p \rightarrow K^0 + \Sigma^0 \rightarrow K^0 + \Lambda^0 + \gamma,$$

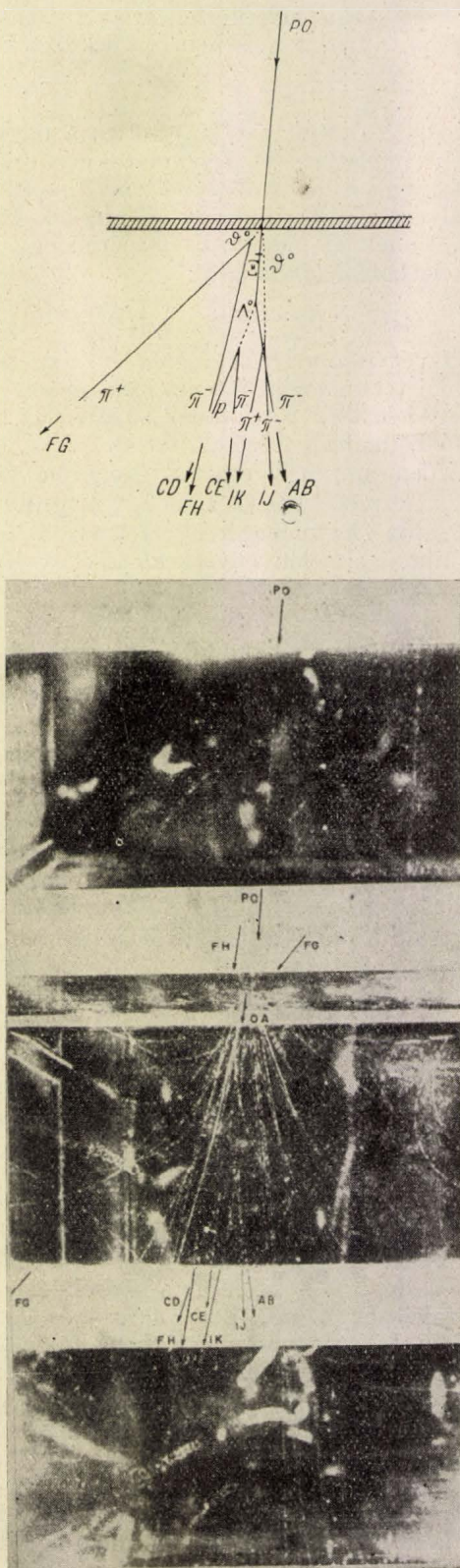
úgy az ellentmondás az energiatétellel megszűnik. — Ez természetesen még nem teljesen meggyőző bizonyíték, kíváncsot volna a keletkező γ -sugarak közvetlen kimutatása. — Az elmúlt évi rochester-i konferencián Fowler ismertetett egy felvételt, amelyet a berkeley-i Bevatron nagyenergiájú neutronnyalábjával besugárzott, 35 atmoszférás hidrogénnel töltött diffúziós kamrában megfigyelt

$$\Sigma^0 \rightarrow \Lambda^0 + e^+ + e^-$$

folyamatot mutatta. E reakcióból meghatározták Σ^0 tömegét, ami a töltött Σ -hyperonokéval kielégítően egyezik.

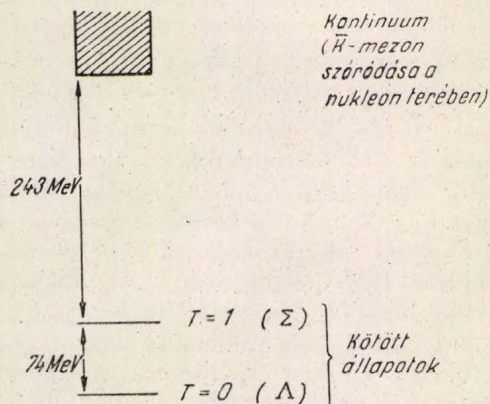
Csak megemlítjük, hogy a Gell-Mann — Nishijama-féle elmélet kijelentései a hyperont tartalmazó atommagok⁵ esetében is kivétel nélkül összhangban vannak a tapasztalattal.

3. ábra. Egy nagyenergiájú kozmikus részecske (impulzusa > 4 GeV/c) által kiváltott áthatoló zápor képét látjuk. A primér részecske PO mentén érkezik a kődkamrába és kölcsönhatásba lép az abban elhelyezett ólomlemezrel. A kölcsönhatás színhelyéről kiinduló szekundér részecskenyomok között négy V-alakú nyom látható. A jelenség értelmezése a következő: a nagyenergiájú kölcsönhatás során Ξ^- -hyperon keletkezett, amely OA mentén repült ki. Az OA nyom megtörik és AB-ben folytatódik. A töréspontban a $\Xi^- \rightarrow \Lambda^0 + \pi^-$ átalakulás megy végbe, a keletkezett π^- -mezon nyoma az AB vonal. A semleges Λ^0 pályája nem látható, de jól felismerhetjük a bomlását ($\Lambda^0 \rightarrow p + \pi^-$) jelző V-alakú nyom-párt: CD — CE. — A felvételen látható további két V-bomlás (FG — FH és IK — IJ) egy-egy θ^0 -mezon $\theta^0 \rightarrow \pi^+ + \pi^-$ átalakulásából származó π -mezonok útját jelzi. Az ábrán tehát egy Ξ^- -hyperon és két θ^0 -mezon társas keletkezését szemlélhetjük, amelyet a jelenség megfigyelése előtt már Gell-Mann és Nishijama elméleti megfontolások alapján feltételeztek. [Phys. Rev. 100, 1456 (1955).]



Az elmélet további fejlődésének lehetőségei

Az új elemi részek Gell-Mann — Nishijama-féle töltésmultiplétt elmélete — amint láttuk — jelentős eredményeket könyvelhet el: a jelenségkör egész tapasztalati anyagának rendszerezéséhez alapvető szempontot nyújtott, kiválasztási szabályait kivétel nélkül érvényesnek találták az eddigi megfigyelések és az elméletnek több jelenséget — annak megfigyelése előtt — sikerült előre látnia.



2. táblázat. A nukleon- \bar{K} -mezon-rendszer energiaállapotai

A további kutatásoktól elsősorban azt várjuk, hogy a Gell-Mann-féle rendszerezés egyes, ma még nem tökéletesen bizonyított pontjaira vonatkozóan újabb bizonyítékokat szerezzen (pl. Σ^0 , Ξ^0 létezése, stb.). Ez sok nehéz feladatot tűz a kísérleti kutatás elé.

A Gell-Mann — Nishijama-féle rendszerezés helyességének az eddigiektől független ellenőrzésére különböző folyamatok σ hatáskeresztmetszeteinek összehasonlítása ad lehetőséget¹³. Az elméletből például le lehet vezetni, hogy a

$\pi^- + p \rightarrow \Lambda^0 + K^0$ és a $\pi^+ + n \rightarrow \Lambda^0 + K^+$ folyamatoknak egyenlő hatáskeresztmetszettel kell végbemenniük. (A két folyamat egymásból a $t \rightarrow -t$ helyettesítéssel adódik.) Más hasonló relációk:

$$\begin{aligned}\sigma(\pi^+ + n \rightarrow \Lambda^0 + K^+) &= 2\sigma(\pi^0 + p \rightarrow \Lambda^0 + K^+), \\ \sigma(\bar{K}^0 + p \rightarrow \Lambda^0 + \pi^+) &= 2\sigma(K^- + p \rightarrow \Lambda^0 + \pi^0) \\ \sigma(K^- + d \rightarrow \Sigma^- + p) &= 2\sigma(K^- + d \rightarrow \Sigma^0 + n), \text{ stb}\end{aligned}$$

Remélhető, hogy ezen elméleti eredmények kísérleti ellenőrzése a közeljövőben megtörténik.

*

Az új elemi részek és kölcsönhatásaik Gell-Mann-tól és Nishijamától származó fenomenológiai osztályozása aligha utolsó állomása az új részecskéek megismeréséért folyó kutatásnak. Igaz, a jelenségek analízise alapján sikerült bevezetni a (4)-gyel definiált s ritkaság-kvantumszámot, és a

$\Delta s = 0$: gyors (keletkezési) folyamatok,

$\Delta s = \pm 1$: lassú (bomlási) folyamatok

kiválasztási szabállyal sok tapasztalati tény tud-

tunk értelmezni. Nem tudjuk azonban, mi a fizikai jelentése s -nek? Az elmélet jelenlegi helyzete hasonlít az atomspektroszkópia helyzetére az elektronspin és a Dirac-elmélet felfedezése előtt. A megfigyelések alapján ezidőben már pl. a hélium és az alkáli földfémek termjeit két termrendszerre osztották, amelyek között megfigyelhető intenzitású átmeneteket nem lehetett észlelni. E két termrendszer: a triplétt és szingulett jellemzésére bevezettek egy S kvantumszámot. A megfigyelések eredményeit ezzel a

$$\begin{aligned}\Delta S &= 0 : \text{megfigyelhető intenzitású átmenetek,} \\ \Delta S &= \pm 1 : \text{megfigyelhetetlenül kis valószínűségi átmenetek}\end{aligned}$$

kiválasztási szabályokba sikerült tömöríteni. A jelenségek végleges tisztázását azonban csak az elektronspin felfedezése és az elméletbe való szerves beépítése hozta meg, ami által az S spin-kvantumszám fizikai jelentése világossá vált.

Hasonló feladatot lát maga előtt az elméleti fizikus az s ritkaság-kvantumszámmal kapcsolatban is. Kíváncsi volna tisztázni s fizikai jelentését. A legtermészetesebbnek az a bevezetőben említett gondolat látszott, hogy a hyperonokat gerjesztett nukleonoknak és s -et a gerjesztés mértékének tekintsük. Mint láttuk, a gerjesztés mechanizmusára vonatkozó konkrét elképzelés, amely szerint a gerjesztési energiát a nukleont körülvevő π -mezon tér veszi fel, helytelennek bizonyult, ugyanis nem tudott számot adni a hyperonok viszonylag hosszú (10^{-10} sec nagyságrendű) élettartamáról. Nishijama és Marx a modell még egy fogyatékoságára hívta fel a figyelmet: ez a hyperonok töltésállapotával kapcsolatos. Milyen töltésállapota lehet egy π -mezonból és nukleonból összetevődő gerjesztett nukleonnak? Ezt szemléletesen az izotóp spinre való hivatkozással mondhatjuk meg.

A spektroszkópiából tudjuk, hogy egy spin-multiplétt multiplicitása az S spinkvantumszám értékével a $2S + 1$ alakban fejezhető ki. A multiplétt egyes komponensei az S spinvektor $2S + 1$ különböző beállásának felelnek meg. Hasonlóképpen egy töltésmultiplétt multiplicitását $2T + 1$ alakban felírva, bevezethetjük a T izotóp-spin kvantumszámot. A nukleon izotóp-spinje eszerint $T = \frac{1}{2}$ ($2T + 1 = 2$), a π -mezoné $T = 1$ ($2T + 1 = 3$).

Egy π -mezonból és egy nukleonból összetevődő rendszer izotóp spinjét úgy állapíthatjuk meg, hogy megnézzük: hányféleképpen állhat be egymáshoz viszonyítva a két részecske izotóp spinje? A vektorösszeadás kvantummechanikai

szabályai szerint a $T_\pi = 1$ és a $T_N = \frac{1}{2}$ izotóp spinek

$$T = 1 + \frac{1}{2} = \frac{3}{2},$$

$$T = 1 - \frac{1}{2} = \frac{1}{2}$$

eredővé adódhatnak össze. Eszerint a nukleon — π -mezon rendszer izotóp spinje *feles* értékeket

vehet fel (töltésdublett és kvartett állapota lehetséges). Ezzel szemben tudjuk, hogy a Λ -hyperon töltésszingulett ($T = 0$), Σ pedig töltéstriplett ($T = 1$), tehát a hyperonok egész izotóp spinű részek. A hyperonok π -mezon – nukleon modellje tehát az élettartam mellett az izotóp spin értékét is helytelenül adja.

Ez a nehézség emlékeztet a magfizika egy súlyos problémájára, amely a mag proton-elektron modelljével kapcsolatban merült fel. E modell szerint a páros tömegszámú, páratlan rendszámú magok (pl. H^2 , N^{14} stb.) spinjének feles értéknek kellett volna lennie³. A tapasztalat szerint azonban a magok egész spinűek. Mint tudjuk, a nehézséget itt a neutron felfedezése és Ivanenko feltevése szüntette meg, amely szerint a mag protonokból és neutronokból áll, *elektronok nincsenek benne*.

A hyperonok izotóp spinjére kapott, a tapasztalatnak ellentmondó eredményből arra következtethetünk, hogy a hyperonok nem tartalmazznak π -mezont. A következő feltevés látszik a nehézségből kivezető útnak. Tegyük fel, hogy a hyperonok a nukleonokat körülvevő \bar{K} -mezontér gerjesztése folytán alakulnak ki.¹⁴ A hyperonok eszerint egy nukleonból és egy \bar{K}^0 - vagy K^- -mezonból épülnek fel. Milyen izotóp spin értékek lehetségesek e modell szerint? Tudjuk: $T_N = \frac{1}{2}$, $T_{\bar{K}} = \frac{1}{2}$, az izotóp spinek tehát a

$$T = \frac{1}{2} - \frac{1}{2} = 0,$$

$$T = \frac{1}{2} + \frac{1}{2} = 1$$

eredőt adhatják. A $T = 0$ izotóp spinű állapotot természetesen Λ -val, a $T = 1$ állapotot Σ -val azonosíthatjuk. Eszerint a különböző hyperonokat leíró állapotfüggvények a következők:

$$\left. \begin{aligned} \Sigma^+ &= \bar{K}^0 p, \\ \Sigma^0 &= \frac{1}{\sqrt{2}} (\bar{K}^0 n + K^- p), \\ \Sigma^- &= K^- n; \end{aligned} \right\} \quad (16a)$$

$$\Lambda^0 = \frac{1}{\sqrt{2}} (\bar{K}^0 n - K^- p). \quad (16b)$$

Hasonló modellt gondolhatunk el a Ξ -hyperon számára is. Feltehetjük, hogy Ξ egy Λ^0 és egy \bar{K} kötött rendszere:

$$\left. \begin{aligned} \Xi^0 &= \bar{K}^0 \Lambda^0, \\ \Xi^- &= K^- \Lambda^0. \end{aligned} \right\} \quad (16c)$$

A Λ^0 -hyperont alkotó \bar{K} -mezon és nukleon kötési energiája közelítőleg 213 MeV, a Ξ -t alkotó \bar{K} és Λ^0 kötési energiája pedig 190 MeV. A két kötési energia közelítő egyezése összhangban van a modellel (a csekély különbség pl. a \bar{K} -mezonok közötti gyenge taszítással magyarázható).

A javasolt modell az s ritkaság-kvantum-számnak fizikai értelmet tulajdonít. Jelöljük a vizsgált fizikai rendszerben foglalt K - és \bar{K} -mezonok számának különbségét k -val. Látjuk, hogy (16a-b) szerint Λ -hoz és Σ -hoz $k = -1$, (16c) szerint Ξ -hez $k = -2$ tartozik. A K -mezonra természetesen $k = 1$, antirészecskéjére, \bar{K} -ra $k = -1$, a nukleonokra és π -mezonokra $k = 0$. Ha ezeket az értékeket (13)-mal összehasonlítjuk, látjuk, hogy modellünk szerint $s = k$. A fenomenológiailag bevezetett s ritkaság megegyezik a K - és anti- K -mezonok számának különbségével.

Az új részecskék társas keletkezésének értelmezésére fel kell tennünk, hogy a nukleonok valamilyen K - és \bar{K} -mezonok erős kölcsönhatása kizárólag $K + \bar{K}$ mezonpárok keletkezésére vezethet. Ha a keletkező \bar{K} -mezon egy az ütközésben résztvevő nukleon körül kötött állapotot foglal el, úgy K -mezon és Λ - vagy Σ -hyperon keletkezését figyelhetjük meg. — A tapasztalattal úgy maradunk összhangban, ha feltesszük, hogy csak a \bar{K} -mezonok és nukleonok kötött állapotai alakulhatnak ki, de a „rendes” (azaz: nem anti-) K -mezonok és nukleonok között kölcsönhatás nem hozhat létre kötést.

Jelenleg még nem áll elég kísérleti adat rendelkezésünkre, hogy a felvázolt modell további következményeit összehasonlíthassuk a tapasztalattal. Egyik ilyen következmény, hogy a hyperonok spinjének az őket alkotó \bar{K} -mezon és nukleon eredő spinjével kell egyenlőnek lennie, ha csak a rendszer pályamomentuma zérus. A nukleon- K -mezon kölcsönhatás feltételezett tulajdonságait K -mezonoknak nukleonokon való szórásával lehet ellenőrizni. A modell alapján várhatjuk, hogy a hyperonok viszonylag hosszú élettartamú ($\sim 10^{-10}$ sec) alapállapot mellett rövidélettartamú ($\sim 10^{-23}$ sec) gerjesztett állapotok is kialakulhatnak. Ezekről szórás-kísérletekből szerezhetünk ismereteket. — A hyperonok bomlásáról leg-egyszerűbben a következő képet alkothatjuk: a hyperonban kötött K -mezon π -mezonra bomlik, a bomlási energia egy részét a visszalökött nukleon veszi fel.

*

Az elmondottakból látjuk, hogy az ismert „elemi” részek számának jelentős növekedése az elmúlt évtized folyamán komoly problémákat állított az elméleti fizikus elé. E problémák kutatására ösztönző erejűvel oda vezettek, hogy az „elemi” részek rendszerének körvonalai ma már kezdenek szemünk előtt kibontakozni. Már nem vagyunk messze attól, hogy a részecskék szerkezetére vonatkozó spekulációkat a tapasztalat ítélőszéke elé bocsássuk. Talán az új részecskék esetében is az atomokéhoz hasonló „periodikus rendszer” adja kezünkbe a belső szerkezet megismerésének kulcsát. Még sok addig a munka, míg megtudjuk, melyek az anyag „igazán” „leg-elemibb” oszthatatlan építőkövei? A természet

eddig is szolgált meglepetésekkel, ezután is számítanunk kell rájuk. A jelenségek e csodálatos gazdagsága indította Powell-t, a π -mezont felfedező angol fizikust e szavakra az új elemi részecokről szóló írásában: „Az anyag, úgy látszik, kimeríthetetlen”.

Györgyi Géza

Központi Fizikai Kutatóintézet
Atomfizikai Osztály

IRODALOM

1. Marx György: A β -bomlás és a neutrínó. Fiz. Szle 3, 6 (1953).
2. Györgyi Géza: Az atommagok periodusos rendszeréről. Fiz. Szle 6, 58 (1956).

3. Marx György: A magerők mezonelméletéről. Fiz. Szle 1, 7 (1951).
4. Szabó János: Az antiproton. Fiz. Szle 6, 75 (1956).
5. Marx György: A V-rész, az újonnan felfedezett elemi részecske. Fiz. Szle 4, 40 (1954).
6. Nambu et al: Progr. Theor. Phys. 6, 615, 619 (1951).
7. Pais: Phys. Rev. 86, 633 (1951).
8. Fowler et al: Phys. Rev. 93, 861 (1954).
9. Fowler et al: Phys. Rev. 98, 121 (1955).
10. Nishijama: Fortschr. d. Phys. 4, 519 (1956).
11. Gell-Mann, Pais: Proc. of the 1954 Glasgow Conf. 342. old.
12. Sorrells et al: Phys. Rev. 100, 1457 (1955).
13. Marx, Györgyi: Nuovo Cimento, S. 5. 159. (1957).
14. Györgyi: Zsurnál Exp. Teor. Fiz., 32. 152 (1957).
15. Yang, Lee: Phys. Rev. 102, 290 (1956).

AZ ELEMI RÉSZECSEKÉK TULAJDONSÁGAI

	Jel	Tömeg m_e egysé- gekben	Bomlás	Felszabaduló energia (Q) MeV-ben	Közepes élettartam sec-ban			
Foton	γ	0	—	—	∞			
Könnyű fermionok	Leptonok	ν	$< 5 \cdot 10^{-4}$	—	—	∞		
		$\bar{\nu}$	$< 5 \cdot 10^{-4}$	—	—	∞		
		e^+	1	—	—	∞		
		e^-	1	—	—	∞		
Erős kölcsönhatásban álló (nukleáris) részecskék	Mezonok	L-mezonok	μ^+	206,7	$e^+ + \nu + \bar{\nu}$	105,1	\sim	$2,2 \cdot 10^{-6}$
			μ^-	206,7	$e^- + \bar{\nu} + \nu$	105,1	\sim	$2,2 \cdot 10^{-6}$
			π^+	273,3	$\mu^+ + \bar{\nu}$	34,1	\sim	$2,5 \cdot 10^{-8}$
			π^0	264,3	$\gamma + \gamma$	135,0	\sim	$5 \cdot 10^{-15}$
			π^-	272,8	$\mu^- + \nu$	33,8	\sim	$2,5 \cdot 10^{-8}$
		K-mezonok	τ^\pm	~ 966	$\{\pi^\pm + \pi^+ + \pi^-$ $\pi^\pm + \pi^+ + \pi^- + \gamma$	~ 75	\sim	$1,2 \cdot 10^{-8}$
			$(^1) K_{\pi 3}^\pm (\equiv \tau^\pm ?)$	~ 967	$\pi^\pm + \pi^0 + \pi^0$	~ 84	\sim	$1 \cdot 10^{-8}$
			$(^2) K_{\pi 2}^\pm (\equiv \theta^\pm ?)$	~ 965	$\pi^\pm + \pi^0$	~ 219	\sim	$1 \cdot 10^{-8}$
			$K_{\mu 2}^\pm$	~ 969	$\mu^\pm + \nu$	~ 390	\sim	$1,2 \cdot 10^{-8}$
			$(^3) K_{\mu 3}^\pm$	~ 964	$\mu^\pm + \pi^0 + \nu$	254	\sim	$1 \cdot 10^{-8}$
	Baryonok	Nukleonok	$K_{e 3}^\pm$	~ 967	$e^\pm + \pi^0 + \nu + \dots ?$?	\sim	$1 \cdot 10^{-8}$
			$(^4) \theta^0$	~ 966	$\pi^+ + \pi^-$	~ 214	\sim	$1,8 \cdot 10^{-10}$
			τ^0		$\pi^0 + \pi^+ + \pi^- + \dots$?	\sim	$1 \cdot 10^{-7}$
			p^+	1836,12	—	—	∞	
			p^-	~ 1836	—	—	∞	
Hyperonok		n	1838,65	$p^+ + e^- + \bar{\nu}$	0,754	\sim	$1,11 \cdot 10^3$	
		\bar{n}	~ 1838	$p^- + e^+ + \nu$	$\sim 0,75$	\sim	$1,11 \cdot 10^3$	
		$(^5) \Lambda^0$	~ 2181	$p^+ + \pi^-$	~ 37	\sim	$2,8 \cdot 10^{-10}$	
		Σ^+	~ 2328	$\{p^+ + \pi^0$ $n + \pi^+$	~ 116 ~ 110	\sim	$0,7 \cdot 10^{-10}$	
		Σ^0	~ 2327	$\{\Lambda^0 + \gamma$ $\Lambda^0 + e^+ + e^-$	$\sim 80 ?$	\sim	10^{-11}	
		Σ^-	~ 2340	$n + \pi^-$	~ 118	\sim	$1,4 \cdot 10^{-10}$	
		Ξ^-	~ 2577	$\Lambda^0 + \pi^-$	~ 63	\sim	$1 \cdot 10^{-10}$	
		$\Xi^0 ?$						

Egyes részecskéket az irodalomban a táblázatban feltüntetett szimbólum mellett másképpen is jelölnek:

(1) τ' ; (2) χ^\pm ; (3) κ^\pm ; (4) V_2^0 ; (5) V_1^0 .

A kvantumfizika elemei

III. Az elektromágneses tér

A fény kvantumos szerkezete

Előző két cikkünkben áttekintettük a kvantummechanika alapfogalmait. A kvantummechanika lépett a klasszikus mechanika helyébe, ennek alapján tárgyalható az atomi részecskék, tömegpontok mozgása. Tudjuk azonban, hogy a természeti jelenségek lefolyásában a mechanikai részecskék mellett egyenrangúan fontos szerep jut az elektromágneses térnek is. Már a hőmérsékleti sugárzás tárgyalásánál láttuk, hogy a klasszikus elektrodinamika nem írja le mindig kielégítő módon az elektromágneses jelenségeket. A kvantumfizika születése egybeesik az elektromágneses tér kvantumos sajátosságainak felfedezésével. Sorozatunk harmadik, befejező részében az elektromágneses tér kvantumelméletének, a kvantumelektrodinamikának alapfogolatait szeretnénk bemutatni.

A Planck-törvény és a fényelektromos jelenség bebizonyították, hogy az elektromágneses sugárzás kvantált: a térenergia csak meghatározott diszkrét értékek felvételére képes. Ezt még számos más megfigyelés is bizonyítja. Kimutatták, hogy a fényelektromos jelenségnél az elektronok kilépése a megvilágítás kezdete után 10^{-8} sec-on belül megkezdődik, noha gyenge fény használata esetén egy atomnak napokig kellene várnia, hogy a hullámoptika szerint az elektromágneses hullámból az elektron kilépéséhez szükséges energiaadagot összegyűjtse.

Egy másik kísérlet a gyenge fénysugár intenzitásának a kvantumos jelleg következtében fellépő ingadozásait mutatta ki. Vavilov megfigyelései igazolták, hogy az egyes energiakvantumok szemünkbe érkezése egymástól függetlenül, Poisson-eloszlás szerint történik, a kvantumok számának ingadozása az átlagos szám négyzetgyökével arányos.

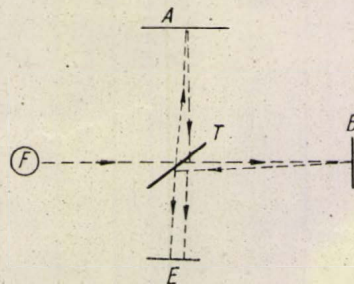
A $h\nu$ energiakvantumokat Einstein nyomán megszemélyesíthetjük. Úgy lehet tekinteni, hogy a sugárzás valamilyen gázhoz hasonlóan részecskékből, fotonokból áll. Egy foton energiája $h\nu$, impulzusa $h\nu/c$, mozgássebessége c . Ezek összessége, a fotongáz alkotja az elektromágneses sugárzási teret.

A kvantumos jelleg felismerése mellett sem szabad megfeledkeznünk a fény hullámtermészetéről. Két részecskenyaláb találkozására mindig növeli a nyaláb intenzitását. Azt viszont évszázadok óta tudjuk, hogy koherens fénysugarak találkozására intenzitás-lecsökkenést, esetleg teljes kioltást eredményezhet. A fényinterferencia és fényelhajlás éppoly biztosan mutatta a fény hullámjellegét, mint az előbb felsorolt kísérletek a részecskejellegét. Nem arról kellett vitatkozni, hogy a fény hullám vagy részecske. A fénysugár biztosan mutatja mind az interferenciaképességet,

mind a kvantumos szerkezetet. Csak az lehetett a kérdés, miként egyeztethető össze ez a két tulajdonság.

A foton-hipotézis felállításakor Einstein tisztán látta a problémát. Ő a következő képet alkotta a fotonról (1905): Az egyes atomok $h\nu$ energiájú hullámcsomókat sugároznak ki magukból. A térben kis helyre lokalizált energiacsomagon belül teljesen érvényesül a fény hullámjellege, egyezésben a Maxwell-féle elektrodinamikával. A foton tehát egy keskeny, kis keresztmetszetű, véges hosszúságú hullámvonulat (tűsugárzás). Ha egy ilyen vonulat esik egy atomra, átadja ennek teljes $h\nu$ energiáját és létrejön a fényelektromos jelenség. Ha viszont a hullámvonulatot egy félig áteresztő tükörrel kettéválasztjuk, majd különböző utak befutása után újra egyesítjük, a vonulat két koherens része interferál egymással. Régi megfigyelés, hogy interferencia csak addig van, amíg az útkülönbség egy adott érték fölé nem nő. Ez megadja a hullámvonulatok hosszát, az 1 m körül van.

A tűsugárzás-elmélet szemléletes volta miatt hamar elterjedt. Hogy mégsem ad tökéletes leírást, azt legmeggyőzőbben Selényi Pál mutatta meg (1911), amikor kísérletileg igazolta a fényforrásból nagy szög (közel 180°) alatt kilépő fényhullámok interferenciaképességét. A kísérletből arra kell következtetni, hogy az egy atom által kibocsátott elemi fényhullámok nem kis térszögbe irányítottan, hanem gömbhullámszerűen terjednek tovább. (Különböző atomokból kilépő hullámok általában nem interferenciaképesek.) Nem egyeztethető össze a tűsugárzás-elmélettel a klasszikus optikának az a tapasztalatilag is alátámasztott eredménye sem, hogy az optikai rács felbontóképességét a rések száma határozza meg. Eszerint az interferencia-kép alakja függ a rács egész szélességétől, amely decimétert is elérhet. Egy sugár-tű viszont legfeljebb egy-két résről vehetne tudomást (1. ábra).



1. ábra

A fény kettős természetéből származó dilemmát szépen mutatja a két kísérlet egybevetése. Michelson a F fényforrásból kilépő fénysugarat a T félig áteresztő tükörrel kettéválasztotta. A két sugarat az A és B tükörrel reflektáltatva, T fel-

használásával újra egyesítette. Az E ernyőn a TAT és TBT utak különbözőségétől függően interferencia volt megfigyelhető. A kísérlet igen kis fényintenzitások esetén is (Náray) arra az eredményre vezetett, hogy az E -nél kialakuló interferenciakép mind az A , mind a B tükör helyzetétől függ. Ilyenkor egyidejűleg legfeljebb $h\nu$ energia tartózkodik a berendezésben. Azt kell tehát mondanunk, hogy a „foton” az A és B tükröt egyaránt „észlette”.

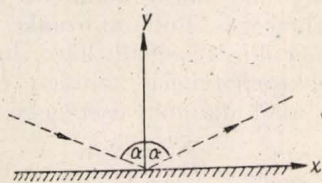
A másik kísérletet Ádám, Jánossy és Varga végezték el. Az A és B tükrök helyére foton-számlálót tettek. Azt tapasztalták, hogy a foton vagy az A , vagy a B helyen abszorbeálódik. Koincidenciák (véletlen összeesésektől eltekintve) nincsenek. Eszerint a $h\nu$ energia vagy a TA ágba, vagy a TB ágba jut.

A fény kettős természetének magyarázatát keresve kézenfekvő a kvantummechanikában elektron esetére megismert értelmezés alkalmazását megkísérlni. Born nyomán elképzelhetjük, hogy szoros értelemben vett fizikai realitása a fényrészecskének, fotonnak van, ez az energia, impulzus hordozója. A foton pontos mozgása azonban nem követhető nyomon, csak valószínűségi leírás adható. A fényhullám kitérésének négyzete arányos annak valószínűségével, hogy a részecskét a kérdéses helyen megtaláljuk. Az interferenciánál a maximumok a valószínű becsapódási helyeket jelentik, a fényhullámok nem az energia hordozói, hanem a fényrészecske kísérői, vezetői, csak az energiakvantum helyének valószínűségeloszlását szabják meg.

Az ilyen fényrészecskének a feltételezése azonban szintén nehézségekkel jár. A problémák közül egyet említsünk meg. Ha fényhullám esik tükröző felületre, a beeső és visszavert hullám szuperpozíciójából álló hullámok alakulnak ki. Az elektromos térerősség alakja:

$$\begin{aligned} \mathcal{E} &= a \cos 2\pi \left(vt - \frac{x \sin \alpha - y \cos \alpha}{\lambda} \right) + \\ &+ a \cos 2\pi \left(vt - \frac{x \sin \alpha + y \cos \alpha}{\lambda} \right) = \\ &= 2a \cos 2\pi \left(\frac{y \sin \alpha}{\lambda} \right) \cos 2\pi \left(\frac{vt + x \sin \alpha}{\lambda} \right). \end{aligned}$$

Ez olyan eredő hullámnak felel meg, amelynek amplitúdója a felületre merőleges irányban periódikusan változik. A zérus amplitúdójú helyek távolsága $\lambda/2 \cos \alpha$. A jelenséget Wiener ki is mutatta: a tükörhöz képest szög alatt elhelyezett átlátszó fényérzékeny lemezen előhívás után nem egyenletes feketedés, hanem sötét és világos



2. ábra

csíkok váltakozása volt megfigyelhető. Ez az eredmény nehezen volna magyarázható fényrészecské feltételezésével. A fényforrásból érkező és a tükrön visszapattanó részecskének okvetlenül át kellene haladniuk a zérus intenzitású helyeken, így abszorbeálódhatnának az oda elhelyezett AgBr -molekulákon. Ez pedig nem következik be.

A kvantummechanika és a sugárzási jelenségek kapcsolata

Mielőtt rátérnénk a fenti problémák megoldásának megbeszélésére, pár szóval foglalkoznunk kell a kvantummechanika és a sugárzási jelenségek kapcsolatával.

A kvantummechanika alapegyenleteiből levezetett határozatlansági összefüggés szerint egy elektron helye és impulzusa egyidejűleg nem határozható meg teljes pontossággal. Márpedig a klasszikus elektrodinamika szerint nem volna akadály a rövid hullámhosszú és egyszersmind kis energiájú-impulzusú fénysugár használatának, ezáltal az elektron impulzusát meg nem zavaró pontos helymérés elvégzésének. A kvantummechanika és a klasszikus elektrodinamika egyidejű alkalmazása tehát ellentmondásra vezet.

A másik kérdés, melyről szólnunk kell, a gerjesztett atomállapotok kérdése. A hidrogén-atom elektronjának állapotegyenlete, ha $\mathcal{U}(t)$ vektorpotenciállal leírt külső elektromágneses tér (fényhullám) jelenlétét is megengedjük, (II. 10) szerint

$$\frac{i\hbar \partial \psi}{2\pi \partial t} = \left(\mathbf{H} + \frac{e}{mc} \mathcal{U}(t) \mathbf{p}(t) \right) \psi. \quad (1)$$

Itt \mathbf{H} a hidrogénatom energiaoperátora. Ha nincs jelen fényhullám, $\mathcal{U}(t) = 0$, így visszajutunk a zavartalan hidrogénatom egyenletéhez. Ennek megoldása például

$$\psi = \varphi_n(xyz) e^{-\frac{2\pi i}{\hbar} E_n t}, \quad \mathbf{H} \varphi_n = E_n \varphi_n, \quad (2)$$

ahol E_n lehet a hidrogénatom egyik gerjesztett energiaértéke ($n > 1$), φ_n a megfelelő sajátfüggvény. Ha az atomot fény éri, $\mathcal{U}(t) \neq 0$, akkor (2) már nem elégíti ki az állapotegyenletet, átmenet történik más $E_{n'}$ atomállapotokba. ($E_{n'} > E_n$ esetén abszorpcióról, $E_{n'} < E_n$ esetén indukált fényemisszióról beszélünk.) De ha az atomi elektronra külső tér nem hat, $\mathcal{U}(t) = 0$, akkor (2) az (1)-nek megoldása. Ez azt jelenti, hogy az (1) állapotegyenlet szerint a magára hagyott atom tartósan megmarad stacionárius gerjesztett állapotában. Mindennapos tapasztalat azonban, hogy a valóságban a gerjesztett atomállapot igen rövid életű, egymilliomod másodperc törtrésze alatt önként bekövetkezik az alapállapotba való átmenet. Az ilyen spontán fényemissziót, melynek kiváltásához nem szükséges külső behatás, a kvantummechanika önmagában nem képes megmagyarázni.

A kvantumelektrodinamika felállítása

A kísérletek kétségeket kizárva bebizonyították a fényemisszió és abszorpció kvantumos jellegét. Viszont az is kiderült, hogy az egyes fénykvantumokhoz nem rendelhető jól definiált pálya, haladásuk a térben nem lokalizálható. (Gondoljunk a Michelson—Jánossy- vagy a Wiener-kísérletre.) A nagyszámú kísérlet (amelyeknek csak csekély hányadáról esett itt szó) végül kijelölte az utat, melyen haladni kell. Az egyes vonulatok nem tekinthetők az energia Maxwell-féle értelemben vett folytonos hordozójának, de a fénykvantumok sem tárgyalhatók klasszikus részecskeként. Az egész elektromágneses teret azonban kétségkívül energia-, impulzus-, impulzusmomentum-hordozó fizikai realitásnak kell tekintenünk. Az elektromágneses tér egésze állítandó párhuzamba az elektronokkal, atomokkal, molekulákkal, nem talán egyetlen $h\nu$ energiakvantum.

A mondottakat talán szabad egy példával illusztrálnunk. Az elektromágneses teret a Postatakarékpénztárhoz hasonlíthatjuk. Ha pénzt akarok Budapestről szegedi nagybácsimnak küldeni, be kell mennem egy postahivatalba és ott „emittálnom” kell bizonyos pénzösszeget, amely beolvad a Postatakarék vagyónába. Ez az összeg nem folytonos, hanem csak egy elemi pénzkvantumnak, a fillérnek egész számú többszöröse lehet (ami azonban nem jelenti azt, hogy az összegben adott számú alumíniumfillér halmazát kell látnunk). Bizonyos idő elteltével megjelenik szegedi nagybácsimnál a postás és ekkor a nagybácsi „abszorbeálja” a fenti összeget. A pénzösszeg közben is létezett, nyilván a Postatakarék együttes vagyonának részét képezte. De ha a postához intézett kérdésekkel vagy másként megpróbáljuk kinyomozni, hogy az általam emittált pénzérmék vagy bankjegyek miként, milyen járművel, milyen vasúti vonalon vagy országúton jutottak el szegedi nagybácsimhoz, nyilván furcsán néznének rám a postahivatalnokok és tudtomra adnák, hogy kérdésem értelmetlen, valami absztrakt postautalvány- és csekk-hálózatot emlegetnének. Hasonló sikertelenséggel járna az a kérdésem is, hogy az általam „emittált” százás bankó hol, melyik geometriai helyen szakadt szét a nagybátyám által kézhez kapott két ötvenesre.

Valami hasonló elképzelés alakult ki a kutatók fejében az elektromágneses térről. Ugyanazt a módszert, amelyet a (véges számú szabadsági fokkal rendelkező) elektronra, atomra a kvantummechanikában sikerrel alkalmaztak, vitték át a (végtelen sok szabadsági fokú) elektromágneses térre, miként azt a hőmérsékleti sugárzás elméletében röviden már láttuk is. A kvantumelektrodinamika felállítása Dirac, Fermi, Heisenberg, Pauli nevéhez fűződik (1927—1930).

A sugárzási tér,
mint végtelen szabadsági fokú mechanikai rendszer

Az elektromágneses tér mindig két részre bontható fel. Az egyik rész az elektrosztatikus

Coulomb-tér, amely a töltött részecskék körül alakul ki és amelynek nagysága kizárólag a részecskék koordinátáitól függ. Ezt a teret írhatjuk le az U skalárpotenciállal. U értéke:

$$U = \sum_i \frac{e_i}{r_i},$$

a j -ik elektron potenciális energiája az U által leírt sztatikus térben

$$V(x_j) = e_j U(x_j) = \sum_i \frac{e_i e_j}{r_{ij}}, \quad \text{ahol}$$

$$r_{ij} = \sqrt{(x_i - x_j)^2 + (y_i - y_j)^2 + (z_i - z_j)^2}.$$

Látható, hogy a Coulomb-tér egyszerűen figyelembevehető a kvantummechanika szokásos keretei közt, mint potenciális energia, amely a kölcsönható részecskék helykoordinátáitól függ.

Az elektromágneses tér másik része a sugárzási tér, amely már nincs a töltésekhez kötve, hanem a mechanikai részecskékről leválva, saját önálló törvényei szerint alakulhat, terjedhet tova, szállíthat energiát és impulzust. A sugárzási teret észleljük elektromágneses hullámok, ill. fotonok formájában. A sugárzási tér leírására az \mathfrak{A} vektorpotenciált használjuk. \mathfrak{A} a hullámegyenletet elégíti ki, amely árammentes térben

$$\frac{\partial^2 \mathfrak{A}}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \mathfrak{A}}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \mathfrak{A}}{\partial z^2} - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \mathfrak{A}}{\partial t^2} = 0. \quad (3)$$

Ezenkívül tudjuk, hogy a hullámok transzverzálisak. Az \mathfrak{A} vektor mindig merőleges a terjedési irányra. Az U skalár- és \mathfrak{A} vektorpotenciálból képezhetők a térerősségek:

$$\begin{aligned} \mathfrak{E} &= \mathfrak{E}_{szl} + \mathfrak{E}_{sug}, \quad \mathfrak{E}_{szl} = -\text{grad } U, \\ \mathfrak{E}_{sug} &= -\frac{1}{c} \frac{\partial \mathfrak{A}}{\partial t}, \quad \mathfrak{H} = \mathfrak{H}_{sug} = \text{rot } \mathfrak{A}. \end{aligned} \quad (4)$$

A továbbiakban elegendő sugárzási térrel foglalkozni, mert ezzel kapcsolatosak az elektromágneses tér önálló, mechanikai testektől független szabadsági fokai. A kvantumfizikai tárgyalás megköveteli, hogy minden fizikai mennyiséghez operátorokat rendeljünk. Mivel (4) és (1) szerint a térerősségek és minden más térmennyiség visszavezethetők a vektorpotenciálra, elegendő meghatározni a vektorpotenciál operátorát.

Tekintsünk egy v térfogatú kocka alakú tartományt, amely magában foglalja a szemügyre vett mechanikai rendszert és elektromágneses teret. Határfeltételként írjuk elő, hogy a vektorpotenciál a határfelület áttellessen pontjain egyenlő értékeket vegyen fel. (Ilyen kocka lehet pl. egy vezetőfalú üregrezonátor, vagy pedig a vákuumban elképzelt, elég nagy oldalélű tartomány). Ebben a lehetséges hullámformák álló (vagy azok kombinációjával előállítható haladó) hullámok. A vektorpotenciál minden esetben felírható ilyen állóhullámok összegeként:

$$\mathfrak{A}(\mathbf{r}, t) = \sum_k e_k q_k(t) \sin \left(\frac{2\pi}{c} v_k a_k \mathbf{r} + \delta_k \right). \quad (5)$$

(Itt a_k a terjedési irányt, e_k az erre merőleges polarizációs irányt kijelölő egységvektor, v_k a frekvencia, r az x, y, z koordinátákból, mint komponensekből megalkotott helyzetvektor, δ_k pedig a fázisállandó). Azt a körülményt, hogy a vektorpotenciál mindig felírható az (5) alatt megadott sor alakjában, a matematikus úgy fejezi ki, hogy a trigonometrikus függvények teljes függvényrendszert alkotnak, és ezért (3) minden megoldása Fourier-sorba fejthető.

A $q_k(t)$ amplitúdók írják le az erőtér intenzitását, időbeli változását. A k index az egyes sajátrezgéseket különbözteti meg. Mivel v és $v + dv$ közé eső frekvenciatartományban (I. 1) szerint

$$dN_v = \frac{8\pi v}{c^2} v^2 dv \quad (6)$$

számú sajátrezgés alakulhat ki, és mivel v a zérus és végtelen közt változhatik, a rezgésformák száma végtelen. Ez azt jelenti, hogy a tér pillanatnyi állapotának rögzítéséhez végtelen sok $q_k(t)$ időfüggvény megadása szükséges. A $q_k(t)$ függvényeket az elektromágneses sugárzási tér koordinátáinak tekinthetjük. Segítségükkel a teret úgy írhatjuk le, mint egy végtelen szabadsági fokú, végtelen sok koordinátával jellemezhető mechanikai rendszert.

A $q_k(t)$ „koordináták” időbeli változását megszabó „mozgásegyenlethez” a következőképpen juthatunk el: Helyettesítsük az (5) kifejezést a (3) hullámegyenletbe. Kapjuk:

$$-\sum_k (\ddot{q}_k + 4\pi^2 v_k^2 q_k) \frac{1}{c^2} e_k \sin\left(\frac{2\pi}{c} v_k a_k r + \delta_k\right) = 0.$$

A trigonometrikus függvények rendszerének teljesége miatt a baloldal csak akkor lehet zérus x, y, z , azaz r minden értékére, ha az együtt-hatók külön-külön zérusok:

$$\ddot{q}_k + 4\pi^2 v_k^2 q_k = 0. \quad (7)$$

Látható, hogy minden egyes $q_k(t)$ „koordináta” a harmonikus rezgőmozgás differenciálegyenletét elégíti ki.

Képezzük tiszta sugárzási térben ($U = 0$) a térerősségeket. (4) és (5) alapján

$$\begin{aligned} \mathcal{E} &= -\frac{1}{c} \frac{\partial \mathcal{A}}{\partial t} = \\ &= -\frac{1}{c} \sum_k e_k \dot{q}_k \sin\left(\frac{2\pi}{c} v_k \mathcal{A}_k r + \delta_k\right), \end{aligned} \quad (8)$$

$$\begin{aligned} \mathcal{H} &= \text{rot } \mathcal{A} = \\ &= \frac{2\pi}{c} \sum_k (a_k \times e_k) q_k \cos\left(\frac{2\pi}{c} v_k \mathcal{A}_k r + \delta_k\right). \end{aligned} \quad (9)$$

Ezeket felhasználva megalkothatjuk a téreenergia kifejezését is. Az elektrodinamika ismert képlete szerint

$$E = \frac{1}{8\pi} \int_v (\mathcal{E}^2 + \mathcal{H}^2) dv = \frac{v}{8\pi} (\overline{\mathcal{E}^2} + \overline{\mathcal{H}^2}). \quad (10)$$

A felülhúzás térbeli átlagot jelent. A vegyes szorzatok átlagértéke nyilvánvalóan zérus, $\cos^2 = \sin^2 = 1/2$, $|a_k \times e_k| = 1$, ezért

$$\overline{\mathcal{E}^2} = \frac{1}{2c^2} \sum_k \dot{q}_k^2, \quad \overline{\mathcal{H}^2} = \frac{4\pi^2}{c^2} \sum_k v_k^2 q_k^2,$$

tehát

$$E = \frac{v}{8\pi c^2} \sum_k \left(\frac{1}{2} \dot{q}_k^2 + 2\pi^2 v_k^2 q_k^2 \right). \quad (11)$$

A téreenergia tehát oszcillátor-energiakifejezések összege. Eredményünket abban foglalhatjuk össze, hogy az elektromágneses tér olyan végtelen sok szabadsági fokú mechanikai rendszerrel ekvivalens, amely harmonikus oszcillátorokból tevődik össze. Ez Jeans tétele, amellyel a hőmérsékleti sugárzás tárgyalásánál már találkoztunk.

Áttérés a kvantumelméleti tárgyalásra

Hasonlítsuk össze a k -ik sajátrezgés

$$E_k = \frac{v}{8\pi c^2} (\dot{q}_k^2 + 4\pi^2 v_k^2 q_k^2)$$

energiaképletét a mechanikai oszcillátor

$$E_M = \frac{1}{2} m (\dot{x}^2 + 4\pi^2 v^2 x^2) = \frac{p^2}{2m} + \pi^2 v^2 x^2$$

energiakifejezésével. Látható, hogy (12) megegyezik egy $m = v/8\pi c^2$ tömegű és v_k frekvenciájú mechanikai oszcillátor energiájával. Ezt az analógiát felhasználva az elektromágneses oszcillátoroknál is értelmezhető a q_k koordinátához kanonikusan konjugált impulzus:

$$p_k = m \dot{q}_k = \frac{v}{16\pi c^2} \dot{q}_k. \quad (12)$$

Az energia az

$$E = \sum_k \left(\frac{8\pi c^2}{v} p_k^2 + \frac{v \pi v_k^2}{4c^2} q_k^2 \right), \quad (13)$$

az elektromos térerősség pedig az

$$\mathcal{E} = -\frac{16\pi c}{v} \sum_k e_k p_k \sin\left(\frac{2\pi}{c} v_k \mathcal{A}_k r + \delta_k\right) \quad (14)$$

alakban írható a kanonikusan konjugált mennyiségek felhasználásával.

A kvantumelméleti tárgyalásra való áttérés módja ezek után már egyértelműen ki van jelölve. Minden fizikai mennyiséget, így \mathcal{A} -t, \mathcal{E} -t, \mathcal{H} -t, E -t operátornak kell tekintenünk. A kanonikusan konjugált párokat egymással fel nem cserélhető operátorok írják le, fennáll most is az (I. 15) alatt megismert Heisenberg-féle felcserélési törvény:

$$p_k q_l - q_l p_k = \frac{h}{2\pi i}. \quad (15)$$

Az összes többi párok felcserélhetők.

Az operátorok konkrét alakját ismerve könnyen meghatározhatjuk most is az egyes fizikai mennyiségek sajátértékeit, egyidejű mérhetőségének

feltételét stb. E célból használhatjuk a Schrödinger-féle differenciáloperátorokat, de most előnyösebb az (I. 18) alatt bevezetett \mathbf{a} és \mathbf{a}^* operátor alkalmazása. Legyen

$$\begin{aligned}\mathbf{a}_k &= \sqrt{\frac{\nu \nu}{16 h c^2}} \left(\mathbf{q}_k + i \frac{8 c^2}{\nu \nu} \mathbf{p}_k \right), \\ \mathbf{a}_k^* &= \sqrt{\frac{\nu \nu}{16 h c^2}} \left(\mathbf{q}_k - i \frac{8 c^2}{\nu \nu} \mathbf{p}_k \right).\end{aligned}\quad (16)$$

Ezek (15) és (16) szerint a következő felcserélési törvénynek tesznek eleget:

$$\mathbf{a}_k \mathbf{a}_k^* - \mathbf{a}_k^* \mathbf{a}_k = 1. \quad (17)$$

A különböző indexű operátorok egymással felcserélhetők.

A sugárzási tér energiaoperátora (13), (16) és (17) alapján

$$\begin{aligned}\mathbf{H}_{\text{ sug }} &= \sum_k \left(\frac{8 \pi c^2}{\nu} \mathbf{p}_k^2 + \frac{\nu \pi \nu_k^2}{4 c^2} \mathbf{q}_k^2 \right) = \\ &= \sum_k \frac{h \nu_k}{2} (\mathbf{a}_k^* \mathbf{a}_k + \mathbf{a}_k \mathbf{a}_k^*) = \\ &= \sum_k h \nu_k \left(\mathbf{a}_k^* \mathbf{a}_k + \frac{1}{2} \right).\end{aligned}\quad (18)$$

Vezessük be most is a következő operátort:

$$\mathbf{N}_k = \mathbf{a}_k^* \mathbf{a}_k. \quad (19)$$

Az (I. 21)–(I. 25) alatt követett eljárás szerint most is belátható, hogy \mathbf{N}_k sajátértékei a nem-negatív egész számok:

$$\mathbf{N}_k \varphi_k(n_k) = n_k \varphi_k(n_k), \quad \text{ahol } n_k = 0, 1, 2, \dots \quad (20)$$

Ebből a sugárzási tér teljes energiájának lehetséges értékei is megkaphatók:

$$\mathbf{H}_{\text{ sug }} \varphi(n_1 \dots n_k \dots) = E_{\text{ sug }} \varphi(n_1 \dots n_k \dots), \quad (21)$$

$$\begin{aligned}\text{ahol} \quad E_{\text{ sug }} &= \sum_k h \nu_k \left(n_k + \frac{1}{2} \right) = \\ &= \sum_k n_k h \nu_k + E_0 \quad \left(E_0 = \frac{1}{2} \sum_k h \nu_k \right)\end{aligned}\quad (22)$$

az energiasajátérték és

$$\varphi(n_1 \dots n_k \dots) = \varphi_1(n_1) \dots \varphi_k(n_k) \dots \quad (23)$$

a megfelelő energiasajátfüggvény.

(22)-ből látható, hogy a sugárzási tér teljes energiája $h \nu_k$ energiakvantumok összege. (Eltekintve az E_0 zéruspontenergiától. Ez az additív

állandó közönséges folyamatoknál nem játszik szerepet, mert ezeknél mindig energiakülönbségek-ről van szó. Fizikai jelentéséről a függelékben lesz szó.) Eredményünk ilyen módon elméleti megalapozását nyújtja az (I. 10) Planck-féle feltevésnek. Ez azt jelenti, hogy a kvantumelektrodinamika alapaxiómáját képező (15) felcserélési törvény számot képes adni mind a Planck-féle sugárzási törvényről, mind az elektromágneses sugárzás kvantumos tulajdonságainak egyébkövetkezményeiről. Az egyes $h \nu_k$ energiakvantumokhoz azonban mégsem köt olyan modellszerű képet, amilyennel Einstein, Born és mások megpróbálkoztak, nem esik szó pl. a foton pályájáról, ezért az elmélet nem kerül ellentétbe a foton klasszikus részecske-jellegét cáfoló kísérletekkel.

Ha a térenergia helyett a térimpulzus sajátértékeit számítottuk volna ki, arra az adódott volna, hogy $h \nu_k / c$ egész számú többszöröse. A térben levő energia- és impulzuskvantumok száma megegyező.

A (19) alatt bevezetett \mathbf{N}_k -t a fentiek szerint a *photonszám operátorának* kell tekintenünk. Ennek \mathbf{N}_k sajátértéke adja meg a k -ik állóhullámra jutó energiakvantumok számát. Szemléletes jelentése van az \mathbf{a}_k és \mathbf{a}_k^* operátoroknak is. Az (I. 23) és (I. 24) képletekkel kapcsolatban mondottakat esetünkre alkalmazva, írhatjuk:

$$\begin{aligned}\mathbf{a}_k \varphi_k(n) &= b_n \varphi_k(n-1), \\ \mathbf{a}_k^* \varphi_k(n) &= b'_n \varphi_k(n+1),\end{aligned}\quad (24)$$

azaz (23)-at figyelembe véve

$$\begin{aligned}\mathbf{a}_k \varphi(n_1 \dots n_k \dots) &= b_n \varphi(n_1 \dots n_k - 1 \dots), \\ \mathbf{a}_k^* \varphi(n_1 \dots n_k \dots) &= b'_n \varphi(n_1 \dots n_k + 1 \dots).\end{aligned}\quad (25)$$

Az \mathbf{a}_k hatása tehát abban áll, hogy a k -ik állóhullámban helyet foglaló kvantumok számát eggyel csökkenti, \mathbf{a}_k^* viszont ugyanezt eggyel növeli. (b_n és b'_n egyszerű állandó együtthatók, melyeknek megfelelő választásával a sajátfüggvények normáltsága biztosítható. Értékük könnyen kiszámítható: $b_n = \sqrt{n}$, $b'_n = \sqrt{n+1}$, de erre nem lesz szükségünk.) \mathbf{a}_k -t *abszorpció-operátornak*, \mathbf{a}_k^* -ot *emisszió-operátornak* nevezzük, ezek írják ke a ν_k frekvenciájú foton elnyelését és születését.

A térmennyiségek abszorpció- és emisszió-operátorokkal kifejezett alakja (5), (8), (9), (16) alapján:

$$\mathfrak{A} = \sum_k 2 c \left| \frac{h}{\nu_k \nu} \right| e_k (\mathbf{a}_k + \mathbf{a}_k^*) \sin \left(\frac{2 \pi}{c} \nu_k a_k r + \delta_k \right), \quad (26)$$

$$\mathfrak{E} = \sum_k i 4 \pi \left| \frac{h \nu_k}{\nu} \right| e_k (\mathbf{a}_k - \mathbf{a}_k^*) \sin \left(\frac{2 \pi}{c} \nu_k a_k r + \delta_k \right), \quad (27)$$

$$\mathfrak{S} = \sum_k 4 \pi \left| \frac{h \nu_k}{\nu} \right| a_k \times e_k (\mathbf{a}_k + \mathbf{a}_k^*) \cos \left(\frac{2 \pi}{c} \nu_k a_k r + \delta_k \right). \quad (28)$$

A térerősségek operátor-alakja mutatja, miként egyesíti a kvantumelektrodinamika a hullám- és részecske-tulajdonságokat. A trigonometrikus helyfüggvények a hullámsajátságokat, interferenciaképességet tükrözik, az abszorpció- és emisszió-operátorok pedig a kvantált energiafelvételt és energialeadást biztosítják.

Atomok és sugárzás kölcsönhatása

A mechanikai rendszerek (atomok) és sugárzás kölcsönhatása a fentiek alapján már könnyen leírható. Az atomot és a sugárzási teret nem két független rendszernek kell tekintenünk, hanem egyetlen rendszernek, amelynek energiája három tagból tevődik össze: az atom kvantummechanikai energiájából, a sugárzási tér energiájából és egy kis tagból, ami a kettő kölcsönhatását írja le. Ha a kölcsönhatási energiát elhanyagoljuk, nem adódik atom és sugárzás közt semmi kapcsolat: az atom nem emittálhat és nem abszorbeálhat elektromágneses energiát.

A helyzetet Fermi nyomán egyszerű példával szemléltethetjük. Az atomot jelképezze egy inga, a sugárzási teret egy mellette elhelyezett rezgő húr. Ha az inga és húr közt nincs összeköttetés, mindkettő egymástól függetlenül mozog, az energia az inga és a húr energiájának egyszerű összege. Létesítsünk köztük csatolást azáltal, hogy az inga súlyát egy vékony gumifonál felhasználásával hozzákötjük a húr valamelyik pontjához. A gumifonál okozta csatolás kissé perturbálni fogja az inga lengését és a húr rezgését egyaránt. Tegyük fel pl., hogy $t = 0$ -kor a húr rezeg, de az inga nyugalomban van. (Ez felel meg annak, hogy a sugárzási térben elektromágneses hullámok vannak, de az atom alapállapotban van.) A gumifonálon át igen kis erők vívódnak át az ingára, ezek periódusa megegyezik a húr rezgésidejével. Ha ez a periódus különbözik az inga lengésidejétől, az inga csak észrevehetően kis mértékben jön mozgásba. Ha azonban a két periódus megegyezik, rezonanciajelenség lép fel és bizonyos idő elteltével az ingalengés amplitúdója számottevő mértékűre növekszik. (Az atom abszorbeálja a sugárzó energiát.) Ha viszont $t = 0$ -kor a húr nyugalomban van és az inga leng (az atom gerjesztve van), a fordított jelenség következik be. Az ingáról a gumifonál által átvitt rántások a húr rezgésbe hozzák, de csak a húr azon sajátrezgése gerjesztődik számottevő mértékben, melynek frekvenciája az ingalengés sajátfrekvenciájának közelébe esik. (Az atom sugárzást emittál.)

A fent leírt és példával megvilágított kölcsönhatás kvantitatív megfogalmazása nehézség nélkül megtörténhetik. Az atomból és sugárzási térből álló teljes rendszer energiája

$$\mathbf{H} = \mathbf{H}_{atom} + \mathbf{H}_{sug} + \mathbf{H}_k. \quad (29)$$

\mathbf{H}_{atom} a kvantummechanikában (I. rész) megismert energiaoperátor, pl. a hidrogénatom esetében

$$\mathbf{H}_{atom} = -\frac{\hbar^2}{8\pi^2 m} \left(\frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2} \right) - \frac{e^2}{\sqrt{x^2 + y^2 + z^2}} \quad (30)$$

alakú, benne az elektron x, y, z koordinátái szerepelnek. \mathbf{H}_{sug} a sugárzási tér (18) alatt felírt energiaoperátora:

$$\mathbf{H}_{sug} = \sum_k \hbar \nu_k \mathbf{a}_k^* \mathbf{a}_k + E_0 = \sum_k \hbar \nu_k \mathbf{N}_k + E_0.$$

Ebben a sugárzási folyamatokra jellemző \mathbf{a}_k abszorpció- és \mathbf{a}_k^* emisszió-operátorok fordulnak elő.

Ha a teljes energiaoperátor csak ezt a két kifejezést tartalmazná, a rendszer állapotának időbeli változását leíró állapotegyenlet a következő volna:

$$\frac{\hbar}{2\pi i} \frac{\partial \psi}{\partial t} + (\mathbf{H}_{atom} + \mathbf{H}_{sug}) \psi = 0. \quad (32)$$

Ennek az állapotegyenletnek a megoldása az atom és a sugárzás egymástól független állapotfüggvényének szorzataként adható meg:

$$\psi = \psi_{atom} \cdot \psi_{sug} = \varphi_a(\mathbf{r}) e^{-\frac{2\pi i}{\hbar} E_a t} \cdot \varphi(n_1 \dots n_k \dots) e^{-\frac{2\pi i}{\hbar} \sum_k (n_k \hbar \nu_k + E_0) t} \quad (33)$$

Itt $\varphi(n_1 \dots n_k \dots)$ a sugárzási tér meghatározott számú fotont tartalmazó állapotát leíró sajátfüggvény, $\varphi_a(\mathbf{r})$ pedig az E_a energiaszinthez tartozó atomi sajátfüggvény:

$$\mathbf{H}_{atom} \varphi_a(\mathbf{r}) = E_a \varphi_a(\mathbf{r}). \quad (34)$$

Mivel a (33) megoldás minden pillanatban kielégíti a (32) egyenletet, a következőt mondhatjuk: ha $t = 0$ pillanatban az atom az E_a energiaszinten (pl. alapállapotban) volt, ezenkívül a térben n_1, \dots, n_k, \dots számú foton volt jelen $\nu_1, \dots, \nu_k, \dots$ frekvenciával, akkor ez a helyzet változatlanul fennmarad továbbra is, nem történik változás sem az atom energiájában, sem a fotonok számában.

Megváltozik azonban a helyzet, ha az atom és a sugárzás kölcsönhatását leíró \mathbf{H}_k energiatagot is figyelembe vesszük. Ennek alakja, mint azt (1) alatt is idéztük,

$$\mathbf{H}_k = \frac{e}{m c} \mathfrak{A} \cdot \mathbf{p}, \quad (35)$$

azaz részletesen kiírva:

$$\mathbf{H}_k = \frac{2e}{m} \sum_k \sqrt{\frac{\hbar}{\nu_k v}} (e_k \cdot \mathbf{p}) (\mathbf{a}_k + \mathbf{a}_k^*) \cdot \sin \left(\frac{2\pi}{c} \nu_k \mathbf{a}_k \cdot \mathbf{r} + \delta_k \right). \quad (36)$$

Szerepelnek most a sugárzási tér \mathbf{a}_k , \mathbf{a}_k^* abszorpció- és emisszióoperátorai (mégpedig lineárisan), ezenkívül az elektron \mathbf{r} koordinátavektora és

$$p = \frac{h}{2\pi i} \text{ grad révén az elektronkoordináták szerint}$$

való differenciálás operátora. Ha a teljes (29) energiaoperátorral írjuk fel az állapotegyenletet,

$$\frac{h}{2\pi i} \frac{\partial \psi}{\partial t} + (\mathbf{H}_{atom} + \mathbf{H}_{sug} + \mathbf{H}_k) \psi = 0, \quad (37)$$

$$\begin{aligned} \psi(dt) &= \psi(0) + \frac{\partial \psi}{\partial t} dt = \psi(0) - \frac{2\pi i}{h} dt (\mathbf{H}_{atom} + \mathbf{H}_{sug} + \mathbf{H}_k) \psi(0) = \\ &= \left[1 - \frac{2\pi i}{h} dt (E_a + \sum_k n_k h \nu_k + E_0) \right] \psi(0) - \frac{2\pi i}{h} dt \mathbf{H}_k \psi(0) = \\ &= \left[1 - \frac{2\pi i}{h} dt (E_a + \sum_k n_k h \nu_k + E_0) \right] \varphi_a(\mathbf{r}) \varphi(n_1 \dots n_k \dots) - \\ &- i \frac{2e}{m} dt \sum_k (e_k \text{ grad } \varphi_a(\mathbf{r})) \sin \left(\frac{2\pi}{h} \nu_k \mathbf{a}_k \mathbf{r} + \delta_k \right) [b_k \varphi(n_1 \dots n_k - 1 \dots) + b'_k \varphi(n_1 \dots n_k + 1 \dots)]. \quad (39) \end{aligned}$$

Az utolsó tag már \mathbf{H}_{atom} -nak nem E_a -hoz tartozó sajátfüggvénye és a sugárzási térben sem n_1, \dots, n_k, \dots fotonszámú állapotot ír le. dt idő elteltével az atom a kölcsönhatás révén bizonyos valószínűséggel más energiaszintre került és egyidejűleg ugyanilyen valószínűséggel megváltozott a sugárzási térben jelenlevő fotonok száma n_k -ról $n_k - 1$ -re (abszorpció esete) vagy $n_k + 1$ -re (emisszió esete).

Megfelelő matematikai közelítő módszerekkel meghatározható a (37) állapotegyenlet megoldása tetszőleges t pillanatra. Ilyen módon lehetővé válik, hogy az egyes sugárzási folyamatok (emisszió, abszorpció, fényszórás, Raman-jelenség, fényelektromos jelenség, fékezési sugárzás) valószínűségét, időbeli lefolyását, spektrális eloszlását stb. kvantitatíven tárgyaljuk. A kvantummechanikát a sugárzási folyamatok elméletének kidolgozása, a kvantumelektrodinamika tette teljessé. Konkrét eredmények leszámaztatását itt nem mutathatjuk be, csak megjegyezzük, hogy azokat a spektroszkópiai, atomfizikai vagy magfizikai megfigyelés minden esetben a legteljesebb mértékben igazolta.

Ha nem is végzünk anyag és sugárzás kölcsönhatásával kapcsolatban részletszámításokat, két körülményre rá szeretnénk mutatni. Először is megérthetjük, miként ad számot az elmélet a spontán fényemisszióról. Amíg az elektromágneses teret klasszikusan írtuk le, az (1) egyenletben szereplő \mathfrak{A} vektorpotenciál egyszerű függvény volt és a sugárzási tér gerjesztetlen állapotában zérussal volt helyettesíthető. Így adódhatott az a hamis eredmény, hogy a (2) gerjesztett atomállapot mindaddig stabilan fennmaradhatott, amíg az atomot fényhullám nem érte. Más a helyzet a kvantumelektrodinamikában. Ekkor \mathfrak{A} mindig egy meghatározott zérustól különböző operátor,

akkor ennek már nem megoldása az egymástól független atom-állapotfüggvény és sugárzás-állapotfüggvény egyszerű (33) szorzata, hanem tér és sugárzás kölcsönösen befolyásolják egymás állapotát.

Tételezzük fel, hogy $t = 0$ -kor az atom E_a energiaállapotban van és a térben levő különböző frekvenciájú kvantumok száma n_1, \dots, n_k, \dots

$$\psi(0) = \varphi_a(\mathbf{r}) \varphi(n_1 \dots n_k \dots). \quad (38)$$

dt idő elteltével ez az állapot megváltozik, u. i. (37) szerint

ezért a teljes állapotegyenletnek a stacionáriusan gerjesztett állapotban levő atom soha nem lehet megoldása.

A másik megjegyzés a következő: A (36) kölcsönhatási energiaoperátor és a (39) perturbált állapotfüggvény alakja rámutat arra, miként egyeztethető össze a kvantumos jelleg az interferenciajelenségekkel. (36)-ban \mathbf{a}_k és \mathbf{a}_k^* a sinusfüggvénnyel van szorozva. Ez azt eredményezi, hogy abszorpció vagy emisszió soha nem fordulhat elő a csomópontokban, ott, ahol a sinus-alakú hullámfüggvény zérus értéket vesz fel, viszont nagy valószínűséggel bekövetkezhetik a nagy amplitúdójú pontokban. A kvantumelektrodinamika alapján nemcsak a kvantumos sajátságokat tudjuk értelmezni, hanem az interferencia-jelenségeket, köztük a Wiener-féle állóhullám-kísérletet is.

FÜGGELÉK

Az elektromágneses tér zéruspontingadozása

A térerősség-operátorok (9) és (14) alakjai azt mutatják, hogy \mathfrak{E} a \mathbf{p}_k , \mathfrak{H} a \mathbf{q}_k operátorokból épül fel. (15) szerint utóbbiak közt a Heisenberg-féle felcserélési törvény áll fenn, ezért \mathfrak{E} és \mathfrak{H} sem lehet felcserélhető, hanem azok is valamilyen (15)-ből leszámaztatható felcserélési törvénynek tesznek eleget. Ennek számos érdekes következménye van a két térerősség egyidejű mérhetőségével kapcsolatban. Most azonban az lényeges számunkra, hogy \mathfrak{E} és \mathfrak{H} nem vehet fel egyidejűleg zérus értéket. (Ehhez $p_k = q_k = 0$ volna szükséges, amit a $\Delta p_k \cdot \Delta q_k \geq h/4\pi$ összefüggés megtilt.) Nincs tehát az elektromágneses térnek olyan állapota, amelyben az elektromos és mágneses térerősség határozottan és tartósan zérus volna. Analóg eredményt ismertünk meg a II. részben a kristályok mechanikai rezgéseivel kapcsolatban is: a határozatlansági összefüggés ott is megtiltotta a teljes nyugalom megvalósulását.

Az elektromágneses tér energiája a (10) képlet szerint csak akkor lehetne zérus, ha $\mathfrak{E} = \mathfrak{H} = 0$ volna egyidejűleg. Ezt a térerősségekre vonatkozó határozat-

lansági összefüggés megtiltja, ezért \mathbf{H}_{szg} minimális értéke zérustól különbözik. Ezt a zérustól különböző minimális értéket nevezzük az elektromágneses tér zéruspontenergiájának:

$$E_0 = \sum_k \frac{1}{2} \hbar \nu_k. \quad (40)$$

Ekkora a tér energiája fotonmentes állapotban ($n_1 = n_2 = \dots = n_k = \dots = 0$). A térben végtelen sok különböző frekvenciájú állóhullám alakulhat ki, ezért a zéruspontenergia végtelen nagy.

A zéruspontenergiát létrehozó térerősség-értékeket nevezzük a tér zéruspontingadozásának. Az elnevezés arra utal, hogy a tér legalacsonyabb energiájú, ún. vákuumállapotában

$$\varphi_0 = \varphi(0 \dots 0 \dots) = \varphi_1(0) \dots \varphi_k(0) \dots \quad (41)$$

\mathcal{E} középértéke zérus (ui. az \mathcal{E} -ben szereplő \mathbf{a}_k a 0-fotonos állapotot (I. 24) szerint zérusba, \mathbf{a}_k^* pedig egyfotonos állapotba viszi át, utóbbi pedig φ_0 -ra ortogonális), \mathcal{E} négyzetének középértéke azonban nem. \mathcal{E}^2 -ot egyszerűen kiszámíthatjuk a (10) és (40) képlet egybevetéséből. Egy kiszemelt állóhullámra

$$E_{k0} = \frac{v}{8\pi} (\mathcal{E}_k^2 + \mathcal{H}_k^2) = \frac{1}{2} \hbar \nu_k.$$

Tekintetbe véve azt, hogy elektromágneses sugárzásnál légüres térben $\mathcal{E}^2 = \mathcal{H}^2$,

$$\mathcal{E}_k^2 = \mathcal{H}_k^2 = \frac{2\pi}{v} \hbar \nu_k. \quad (42)$$

lyen középértéket szolgáltat egy

$$\mathcal{E}_k = \sqrt{\frac{4\pi}{v} \hbar \nu_k} e_k \sin\left(\frac{2\pi}{c} \nu_k a_k \tau + \delta_k - 2\pi \nu_k t\right) \quad (43)$$

alakú klasszikus erőter, határozatlan fázisállandóval. (Ez a mindig jelenlevő zéruspont-térerősség tekinthető a fentebb tárgyalt spontán fényemisszió kiváltójával. A \mathbf{H}_k -ban szereplő \mathcal{H} vektorpotenciál operátora azért nem helyettesíthető soha zérussal, mert a zéruspontingadozás mindig le kell írnia. A zéruspontingadozás energiája már nem vonható el a térből, ezért abszorpciót nem idézhet elő, emissziót azonban igen.)

A tér zéruspontingadozása természetesen befolyással van a térben levő részecskékre is. Ezt a befolyást kiszámíthatnánk a kvantumfizika megismert módszereivel is, szemléletesség kedvéért azonban az egyszerűbb klasszikus módszert használjuk. A fluktuáló (43) térerősség gyorsítja az elektront az

$$m \frac{d^2 r_k}{dt^2} = -e \mathcal{E}_k = -e \sqrt{\frac{4\pi}{v} \hbar \nu_k} e_k \sin\left(\frac{2\pi}{c} \nu_k a_k \tau + \delta_k - 2\pi \nu_k t\right)$$

mozgásegyenlet szerint. Ennek integrálásából megkapható az elektron sebességének és helyzetének a k -ik állóhullám zéruspontingadozása által előidézett változása is:

$$\frac{d r_k}{dt} = -\frac{e}{m} \sqrt{\frac{\hbar}{v \pi \nu_k}} e_k \cos\left(\frac{2\pi}{c} \nu_k a_k \tau + \delta_k - 2\pi \nu_k t\right),$$

$$\bar{v}_k^2 = \frac{\hbar e^2}{2\pi m^2 v \nu_k},$$

$$r_k = -\frac{e}{m} \sqrt{\frac{\hbar}{4\pi^3 v \nu_k}} e_k \sin\left(\frac{2\pi}{c} \nu_k a_k \tau + \delta_k - 2\pi \nu_k t\right),$$

$$\bar{r}_k^2 = \frac{\hbar^2 e^2}{8\pi^3 m^2 v \nu_k^3}.$$

Azt mondhatjuk tehát, hogy az elektron a tér zéruspontingadozásának hatására mintegy Brown-mozgást végez. A sebesség és kitérés négyzetének átlaga, összegezve a tér összes sajátrezgésére (a vegyes szorzatok átlagolva kiesnek):

$$\bar{v}^2 = \sum_k \frac{\hbar e^2}{2\pi m^2 v \nu_k}, \quad \bar{r}^2 = \sum_k \frac{\hbar^2 e^2}{8\pi^3 m^2 v \nu_k^3}. \quad (44)$$

Tekintsünk először egy szabad elektront, amely makroszkopikusan nyugalomban van. Pontosan nem lehet nyugalomban, hanem a (44) által leírt zéruspontingadozást végzi, ezáltal feltétlenül rendelkezik

$$\varepsilon_{\text{KIN}} = \frac{1}{2} m \bar{v}^2 = \sum_k \frac{\hbar e^2}{4\pi m v \nu_k}. \quad (45)$$

nagyságú kinetikus energiával. Vegyük figyelembe, hogy a tér $d\nu$ frekvenciatartományba eső sajátrezgéseinek számát (6) alatt megadtuk. Így (45)-ben az összegezést integrállá alakíthatjuk át.

$$\varepsilon_{\text{KIN}} = \int_0^\infty \frac{\hbar e^2}{4\pi m v \nu} dN(\nu) = \frac{2e^2}{\hbar c} \cdot m c^2 \int_0^\infty x dx = \infty. \quad (46)$$

$\left(x = \frac{\hbar \nu}{m c^2}\right)$

Az elektron elektromágneses eredetű kinetikus energiája tehát végtelen nagy. Ez azonban mégsem jelent súlyos problémát, mert a fenti energia mindig az elektron mechanikai eredetű mc^2 nyugalmi energiájával és a pontoszerű elektron elektrosztatikus sajátenergiájával együtt lép fel (ami szintén végtelen nagy). Mindhárom energia elszakíthatatlan az elektrontól, ezért az energia és tömeg ekvivalenciája folytán a három energia összege szolgáltatja a fizikai elektron kísérletileg észlelt tömegét:

$$m' = \frac{m c^2 + \varepsilon_{\text{SZTAT}} + \varepsilon_{\text{KIN}}}{c^2} = 0,9 \cdot 10^{-27} \text{ g}. \quad (47)$$

A végtelen nagy sztatikus és sugárzásisajátenergiáknak a (megfigyelhetetlen) mechanikai tömeghez való csatolását nevezzük tömegrenormálásnak. Csak az m' renormált tömeg észlelhető, az m renormálatlan tömeg nem. (Tekintettel arra, hogy az elmélet szerint (47) jobboldalának mindegyik tagja m -mel arányos és az arányossági tényező $\varepsilon_{\text{SZTAT}}$ és ε_{KIN} esetében végtelen, (47) ilyen alakú:

$$m' = m(1 + \infty).$$

Ez azt jelenti, hogy m' véges volta miatt m -nek végtelen kicsinynek, zérusnak kell lennie, azaz az elektron egész megfigyelhető tömege elektromágneses eredetű.)

Kötött elektronnal a zéruspontingadozás által előidézett Brown-mozgásnak a tömegrenormáláson kívül másik nevezetes következménye is van. Az elektron nem tartózkodik szigorúan egy P pontban, ahol a potenciális energia $V(P)$, hanem folytonosan mozog, oszcillál egy olyan tartományban, melynek sugarát hozzávetőlegesen r^2 gyöke szabja meg. Ez azt jelenti, hogy $V(P)$ -t helyettesíteni kell V -nek P körül írt kis gömbre vonatkozó átlagával. Egy potenciálvölgy mélyén fekvő részecskénél $V(P)$ -nek ilyen átlaggal való helyettesítése feltétlenül a potenciális energiának pozitív értékkel való látványos megnövekedését eredményezi. Ez a megnövekedés bekövetkezik pl. a hidrogénatomban a maghoz legközelebb elhelyezkedő, $l=0$ kvantumállapotban levő elektronoknál. Az $n=2$, $l=0$ elektron esetében ez az energianövekedés $4,3 \cdot 10^{-6}$ eV-nak felel meg, tehát igen kicsiny érték, létezését azonban Lambnak érzékeny radiospektroszkópiai eszközökkel sikerült kimutatnia

1947-ben. (Lásd a Fizikai Szemle ez évi első számát.) A Lamb-féle energiaszint-eltolódás megfigyelt értéke a tapasztalattal négy jegy pontossággal megegyezik, így az az elektromágneses tér zéruspontingadozásának és egyben a kvantumelektrodinamikának egyik legfontosabb kísérleti igazolását jelenti.

Az elektromágneses tér vákuumállapotának tanulmányozása, mely a Lamb-féle szinteltolódás felfedezésével aratta első nagy sikerét, a kvantumelektrodinamika fejlődésében új kornak megindulását jelentette. Ennek során a relativisztikus tárgyalás következetes alkalmazásával,

a renormalizációs program következetes végrehajtásával sikerült sok korábbi nehézséget kiküszöbölni, egyben az anyag és sugárzás kölcsönhatásával kapcsolatban egész sor jelenséget nagy pontossággal értelmezni és előre látni. A legfontosabb eredmények elérése Tomonaga, Schwinger, Feynman és Dyson nevéhez fűződik.

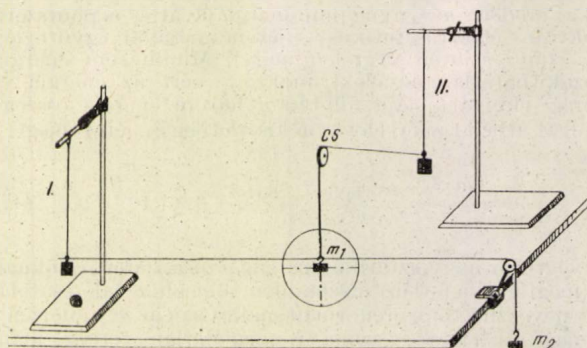
Marx György

Egyetemi Elméleti Fizikai Intézet
KFKI Atomfizikai Osztály

A FIZIKA TANÍTÁSA

Egymásra merőleges rezgések összetétele

A középiskolai tankönyvek — szerintem nagyon helyesen — a harmonikus rezgőmozgást az egyenletes körmozgást végző pont vetületének mozgásaként vezetik be. A tanuló a jól bemutatott bevezető alapkísérlet után elfogadja ezt az erős ugrást. Mégis tudat alatti gyanakvása, hogy a két mozgásnak talán nincs is különösebb kapcsolata, csak akkor oszlik el teljesen, ha bemutatjuk neki az ellenkísérletet: hogy az egyenletes körmozgást összetehetjük két egymásra merőleges harmonikus rezgőmozgásból.



1. ábra

Jómagam ezt először egy egyszerűen összeállítható, szemmel könnyen követhető, mechanikai kísérlettel szoktam bemutatni. Készítünk (1. 1. ábra) két, kb. 1 m hosszú fonálingát nagy (2 kg) tömegekkel a végükön. A fonálra kötött hurkokkal az egyik inga hossza, és így lengésideje változtatható. Az I. inga jobbra-balra, a II. előre-hátra lenghet. Ha csak a II. ingát lengetjük, akkor ez a cs csigán átvett fonál segítségével függőleges irányú harmonikus rezgőmozgásban tartja az m_1 testecskét. (Az áttekinthetőség kedvéért a csigát tartó bunsenállványt a rajzról elhagytuk.) A csigát minél magasabbra tegyük és esetleg egy, a csiga alatti dróthurkon keresztül vezessük a fonalat, mert a későbbiekben könnyen kiugrik a csigából. — Ha csak az I. ingát lengetjük, az m_1 vízszintes irányban végez harmonikus rezgőmozgást. (Az I. inga minél messzebb legyen. A vízszintes fonál feszesen tartásáról az m_2 ellensúly gondos-

kodik.) — Ha most mindkét ingát egyszerre lengetjük, akkor a két egymásra merőleges harmonikus rezgőmozgás összetevődik. Ha lengésidejük és amplitúdójuk is azonos, és az egyiket akkor indítjuk, amikor a másik éppen a nyugalmi helyzetben halad át (vagyis a fáziskülönbség közöttük $\frac{\pi}{2}$, akkor *eredőjük egyenletes körmozgás lesz.*

A kísérlet — főleg ha az m_1 -hez vezető fonalak nem elég hosszúak — nem ad olyan szép kört, mint szeretnők, mégis jobbnak tartom bevezető kísérletnek, mint más szebb kört adó kísérleteket (rezgőrugós, hangvillás, katódsugárosszcilloszkópos kísérletek), mert szemmel követhető és így meggyőzőbb.

A leírt összeállítással az egymásra merőleges rezgések összetételének egyéb esetei is bemutathatók. — Nagyon megkönnyíti a megfigyelést, ha az összeállítás működésének bemutatása után az m_1 „rezgő pont” mögé táblát állítunk, arra krétával koordinátarendszert rajzolunk, és minden kísérlet után felrajzoljuk, hogy mit láttunk. A következő közismert kísérletek mutathatók be:

A) Egyenlő rezgésidejű ingákkal:

1. A fázis azonos. Olyan téglalap (négyzet) átlója mentén mozog az m_1 pont, melynek oldalai az amplitúdók. (L. 2. 1. ábrát.)

2. π fáziskülönbség esetén ugyanannak a téglalapnak a másik átlója mentén mozog a pont (2.2. ábra).

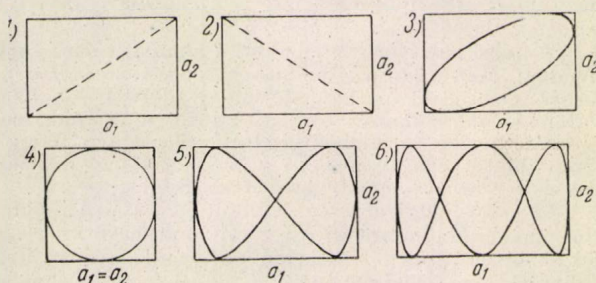
3. Ha a fáziskülönbség $0 < \varphi < \frac{\pi}{2}$, akkor az előbbi téglalapba beírt ellipszis lesz a pont pályája (2.3. ábra).

4. Ha a fáziskülönbség $\frac{\pi}{2}$, akkor egyenlő amplitúdók esetén a már említett egyenletes körmozgás jön létre, különböző amplitúdók esetén álló vagy fekvő ellipszis (2.4. ábra).

B) Ha az ingák lengésideje különböző, akkor a változatos Lissajous-féle görbéket írja le a pont. Ha a rezgésidők hányadosa racionális, akkor a görbék zártak lesznek. (A két egymás melletti téglalapoldal és az álló görbe érintési pontjai

számainak hányadosa adja a rezgésszámok hányadosát.)

Érdekesebb, de ezzel az összeállítással már nehezebben megvalósítható esetek még: $T_1 = 2T_2$ (l. 2.5. ábra) és $T_1 = 3T_2$ (l. 2.6. ábra). Ezek a

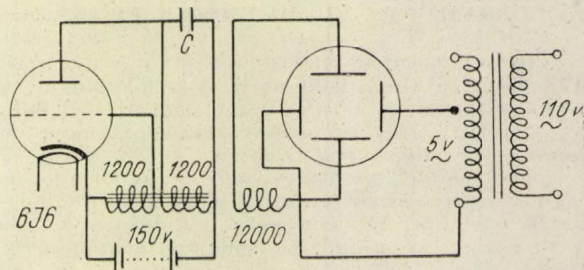


2. ábra

rezgésösszetételek a közismert rezgőrugós, vagy a régi szertárakban meglevő hangvillás rezgésösszegző készülékekkel már könnyebben és szebben megvalósíthatók.

A legegyszerűbben és legszebben katódsugár-oscilloszkóppal mutathatók be az egymásra merőleges rezgések összetétele, ahol erre alkalom kínálkozik (kölszöknél, rádiószakkörben készült készülék). Az egyik rezgést a váltóáramú hálózat szolgáltathatja. A másikat hangfrekvenciás rezgéskeltőből vehetjük a legkényelmesebben. Ha az utóbbi nincs, pillanatok alatt állíthatunk össze a mellékelt kapcsolási rajz alapján (l. 3. ábra). Igen szép szinuszos, hangfrekvenciás rezgéseket ad. Csőnek bármilyen trióda vagy triódának kapcsolt pentóda használható. A tekercsek nyílt, egyenes

vasmaggal a szétszedhető iskolatranszformátor tekercsei. 3600 menetes rezgőköri és visszacsatoló tekercs, és 10μ F-os kondenzátor esetén a frekvencia 40–90/sec. 1200 menetes tekercsek és 10 ; 5 ; 2μ F-os kondenzátorok esetén a frekvencia 90-től 500-ig nő. A frekvenciát a vasmag kihúzásával folyamatosan változtathatjuk. — A kapott szinuszos csillapítatlan rezgéseket inductíve visszük egy 12 000 menetes tekercs segítségével az oscilloszkóp vertikális lemezeire. A horizontális lemezekre egy csengőreduktor 3–5–8 Voltos oldaláról visszük a hálózati váltófrekvenciát.



3. ábra

A 3. ábrán látható képeknél talán még gyönyörködtetőbbek a nem racionális hányadosok esetén föllépő, gyorsabban vagy lassan forgó, szinte tébelinek látszó, változatos Lissajous-féle görbék.

Az egymásra merőleges rezgések összetételének ismeretét később az elektromosságtan tanításánál jól felhasználhatjuk a fáziseltolódások bemutatásánál.

Kovács Mihály

Budapest

HÍREK — EGYESÜLETI ÉLET

BRÓDY ÉS SCHMID DÍJASAINK

Az Eötvös Loránd Fizikai Társulat 1956. évi Bródy Imre díját a magfolyamatok vizsgálata terén elért kísérleti eredményeiért Nagy János nyerte el.

Nagy Jánosnak, a debreceni Kísérleti Fizikai Intézet adjunktusának munkája szerves részét képezi a Szalay Sándor professzor és a többi munkatársa által a polonium α -sugarai hatására könnyű elemeken létrehozott magfolyamatokra vonatkozó kutatásoknak. Ezen vizsgálatok korábban a létrehozott magreakciókat kísérő proton-, pozitron- és gamma-sugárzás gerjesztési függvényeire szorítkoztak. A Nagy János által 1949-ben épített bór-trikloridos neutronszámláló lehetővé tette a gerjesztési függvények vizsgálatának kiterjesztését a neutronokra vonatkozóan is. Berendezésével eddig a következő három magfolyamatot vizsgálta meg: $Mg(\alpha, n)Si$; $Al(\alpha, n)P$; és $B(\alpha, n)N$. Ezeknél a céltárgy természetes izotópkeverék volt. A használt kisfelületű poloniumforrás és a magfolyamatok vizsgálatánál alkalmazott geometriai elrendezés a gerjesztési függvényeknek igen jó felbontását eredményezte.

Nagy János igen lelkiismeretes munkájának a debreceni Kísérleti Fizikai Intézet műszerfejlesztésében is jelentős része van. Számos elektronikus és magfizikai mérőberendezést épített, amelyek közül megjelent dolgozataiban csak néhánynak az ismertetése szerepel. Jelentősek azon vizsgálatai is, amelyeket az utóbbi években ionforrásokon végzett. Kutatási eredményeit eddig nyolc dolgozatban tette közzé.

M. L.

Az Eötvös Loránd Fizikai Társulat az 1956. évi Schmid Rezső díjat a kvantumelmélet területén végzett kutatásaiért Nagy Kázmérnak ítélte oda.

Nagy Kázmér egyetemi tanulmányait Debrecenben végezte és 1952-ben fejezte be azokat. Tanársegéd lett az ottani egyetemen, majd Budapestre a Központi Fizikai Kutató Intézetbe került mint aspiráns. Aspirantúráját az ELTE Elméleti Fizikai Intézetben fejezte be s jelenleg is ott dolgozik mint tanársegéd.

Nagy Kázmér tudományos érdeklődése kezdetől fogva az elvi jelentőségű, alapvető elméleti problémák felé, nevezetesen a térelmélet és kvantummechanika újra meg újra aktuálissá váló interpretációs kérdései felé irányult. Dolgozatai, melyek idegen nyelven az Acta Physica Hungaricában és az Annalen der Physikben jelentek meg, az e területeken elért eredményeiről számolnak be.

Nagy Kázmért kutató munkájában egyrészt a bonyolult formalizmusok áttekintése jellemzi, másrészt éppen az a törekvés, hogy az elvont, általános elméletől egyszerű, kézzelfogható példákig szemléletes utat építsen. Részben ismert problémáknak új módszerekkel történő, jelentősen leegyszerűsített tárgyalása (amivel dolgozataiban gyakran találkozunk) fontos lépés a térelméletekkel szemben táplált bizalmatlanság eloszlatása terén.

Jánosy Lajossal közösen írt dolgozatában a kvantummechanikai Einstein-paradoxon és a szuperpozícióelv összefüggésére mutat rá egy egyszerű példa kapcsán.

Egy másik dolgozatában Bohm elektronok esetére alkalmazott megfontolásait gyümölcsözőtette kvantum-

mechanikai erőket vezet le, melyek a fotonokat a tapasztalatnak megfelelő trajektóriákon mozgatják.

Konfigurációs térbeli módszerekkel a Dirac—Fock—Podolsky egyenlet frappáns lezármaztatását adja. Ugyanennek a módszernek igen szép alkalmazását találjuk „A fizikai nukleon vizsgálata” c. megvédés előtt álló disszertációjában. A nukleon fizikai adatait (töltés és tömeg térbeli elosztása, mágneses momentum) határozza meg a közepes csatolás elméletének általa kidolgozott, konfigurációs térben alkalmazható változata segítségével. Legújabb dolgozatában egy kiszemelt kvantummechanikai állapot időbeli változásának egyenletét vezeti le a terek kvantumelméletéből.

K. F.

KOLLOKVIUM AZ ELEMI RÉSZEK FIZIKÁJÁRÓL

Balatonvilágoson rendezte az Eötvös Loránd Fizikai Társulat ez évi első kollokviumát. A kollokvium az elemi részek fizikájának aktuális problémáival foglalkozott.

Az elemi részek tanulmányozása képezi ma a fizikai kutatások legalapvetőbb fejezetét. Minden anyag elemi részekből épül fel, ezért az anyagi világ minden jelensége visszavezethető az elemi részek tulajdonságaira, kölcsönhatási módjaira. Az elemi részek kutatása csak 1930 és 1940 között, az atomfizika kialakulása után került a fizikai érdeklődés homlokterébe, így az a fizikai tudományok legfiatalabbikát jelenti. Hazánkban mindössze egy-két éve indult meg a területen szélesebbkörű kutatómunka, elsősorban a kozmikus sugárzás, atommagfizika és kvantumelmélet körében folytatott korábbi vizsgálatokhoz kapcsolódva. Az idei kollokvium jelentette az új kutatási terület első hazai seregszemléjét.

A kollokvium iránt megnyilvánuló érdeklődést különösen növelte az a körülmény, hogy a legutóbbi évek, legutóbbi hónapok kiemelkedő fizikai felfedezései éppen az elemi részekkel kapcsolatosak. A fizika e területén végbemenő gyors fejlődés miatt fokozottan szükség van az új elméletek, feltevések, megfigyelések szóbeli megvitatására, kiértékelésére, hiszen még nem állhatunk jól beigazolt általános törvények biztos fundamentumán.

A kollokviumnak sok, mintegy félszáz résztvevője volt. Külön korlátot kellett emelni a részvételre jelentkező érdeklődők nagy száma miatt. A Központi Fizikai Kutató Intézet, a debreceni Atommagkutató Intézet, a budapesti, szegedi, debreceni egyetemek fizikusai mellett először láttunk vendégül ilyen zártkörű fizikai kollokviumon külföldi tudósokat. Az összefoglaló előadások, kutatási eredmények ismertetése mellett sor került egyes hazai intézetek munkájának és terveinek megbeszélésére is.

A négy nap előadásai az elemi részek szerteágazó problémakörének egyes összefüggő területeit ölelték fel. Az első három nap rendre a *hideg*, a *meleg* és a *forró* elemi részekkel foglalkozott. (Az elnevezések arra utalnak, hogy alacsonyenergiájú, nagyenergiájú és igen magas energiájú folyamatokban, tehát „hideg”, „meleg” és „forró” helyeken keletkező részecsketípusokról van szó.) A negyedik napon a kollokvium az elemi részek általános elméletének korlátait, a nyílt kérdések megoldására irányuló elméleti irányzatokat tárgyalta.

Június 5-én a kollokviumot Jánossy Lajos akadémikus nyitotta meg. Üdvözlő szavak után a kollokvium feladatairól szólt. Egyik lényeges teendőként említette, hogy tudatosítsuk a tapasztalat által biztosan alátámasztott adatokat, összefüggéseket, ezekre alapozzuk a munkát. Fejlődőben lévő területen a hipotézist mindig meg kell különböztetni a bizonyosságtól. Például a legutóbbi időben egyes kísérleteket úgy értelmeztek, hogy a természeti jelenségek nem mutatnak tükrözési szimmetriát. Ez a kövekeztetés ellentmond a tér szerkezetéről és a fizikai törvények jellegéről vallott elképzeléseinknek. Meg kell vizsgálni, hogy valóban kényszerítő-e ilyen aszimmetria feltételezése a természetben, vagy van más magyarázati lehetőség is.

Ezután Fenyves Ervin (Bp. KFKI) előadásában áttekintést adott az elemi részekre vonatkozó legújabb kísérleti eredményekről. Kiemelte, hogy az egyes elemi

részeknek tulajdonított „ritkaság”-kvantumszám segítségével olyan kiválasztási szabályok fogalmazhatók meg, amelyek számos jelenség lefolyásának megjósolását lehetővé tették. Ezután az antirészecskék sajátosságait ismertette. Jerzy Rayski lengyel professzor hozzászólásában hangsúlyozta, hogy a ritkaság bevezetése még nem jelenti a jelenségek elméleti magyarázatát, csak megfigyelt szabályosságok ügyes tapasztalati törvénybe való foglalását.

Az első nap előadásai ezután a könnyű részek sajátosságaival, elsősorban a β -bomlással foglalkoztak. Berényi Dénes (Debrecen) összefoglaló képet adott a β -bomlást létrehozó kölcsönhatási törvény pontos alakjának megismerését célzó kutatásokról. Rámutatott arra, hogy e-térén döntő jelentősége van a szögkorreláció méréseknek és a tiltott β -spektrumok analízisének.

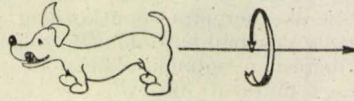
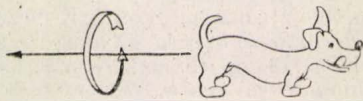
Csikai Gyula (Debrecen) számolt be ezután a β -bomló He^6 maggal ködkamrában végzett visszalökési kísérleteiről. A bemutatott felvételeken világosan látszott, hogy a bomló mag visszalökődése és az elektron kirepülése nem ellentétes irányú, tehát egy láthatatlan semleges részecske, a neutrínó is impulzust visz el. Az elektron-neutrínó szögkorreláció analízise a tenzorális kölcsönhatást látszik igazolni. Az előadást, amely közvetlen ködkamra-felvételeivel a visszalökési kísérletek körében úttörő kutatásokat ismertetett, a kollokvium nagy érdeklődéssel és tetszéssel fogadta.



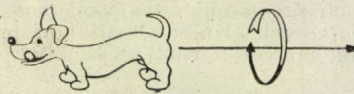
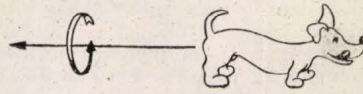
A kirepülő elektron és a visszalökött atommag a He^6 -atom β -bomlásánál. Jól látszik, hogy a mag és elektron pályairánya nem ellentétes, tehát a neutrínó is visz magával impulzust. A ködkamrafelvételeket amelyek az első ilyen jellegű képek, Csikai Gyula készítette

Szalay Sándor levelező tag röviden ismertette az Atommagkutató Intézet β -bomlással kapcsolatos kutatási terveit. A rendelkezésre álló ködkamrával és a β -spektrográffal számos fontos probléma (iránykorreláció, tiltott bomlások, kettős β -bomlás) kísérleti vizsgálata lehetséges.

A délutáni ülészakon elsőnek Marx György (Bp. Egyetem-KFKI) adott összefoglaló képet a neutrínóra vonatkozó ismereteinkről. A régen feltételezett, de leg-



A természet tükrözési viszonyainak magyarázatára bemutatott ábrák. Ha egy daxlival szemben egy ugyanolyan másik daxlit állítunk fel, a két kutya csak felületes szemlélő számára ad jó tükörképet. Valójában a kutya estében végbemenő β -bomlásoknál kirepülő antineutrínó mindig balra polározott, így a tükrörszimmetria nem teljes



Ha az előbbi baloldali daxlival egy antiprotonokból, antineutronokból és pozitronokból felépített, (de a daxlival azonos optikai sajátosságokat mutató) *antidaxlit* állítunk szembe, a tükrörszimmetria teljes. A baloldali daxliból balra polározott antineutrínók, a jobboldali antidaxliból jobbra polározott neutrínók lépnek ki

utóbbi időkig ismeretlennek számító részecske az érdeklődés előterébe került. Közvetlen kimutatása sikerült: neutrínó-besugárzással mesterségesen β -bomlásra készített magokat. Az előadás ezután bevezette a „minimális számú állapot” elvét: a természetben előforduló elemirész-állapotok számának minimálisnak kell lenni a természeti törvények szimmetriatulajdonságai által megengedett keretek közt. Először Majorana próbálkozott a neutrínó-állapotok számának csökkentésével, de a jónak látszó megoldást Landau érte el. Ez kapcsolatos a térbeli tükrözés olyan új értelmezésével, amely a legutóbbi fontos kísérletekre támaszkodik és megőrzi a tér szimmetriáját. (Lásd a mellékelt rajzokat.)

Mráz József (Bp. KFKI) azokról a javasolt és előkészületben levő kísérletekről beszélt, amelyek a neutrínó lehetséges spinállapotainak megismerését, és így Landau elméletének ellenőrzését teszik lehetővé. A neutrínó-spinre bizonyos esetekben a kísérő β -elektronok polarizációjából lehet következtetni, az utóbbit viszont az elektronok elektromos eltérítésével és ezután a magok Coulomb-terében való szóródásával, ködkamrában a magvisszalökődés és β -elektron-szóródás egyidejű észlelésével, az elektronkilépések és az ezt követő γ -sugárzás polarizációjának vizsgálatával, vagy K-befogás magvisszalökődésének és γ -polarizációjának egyidejű észlelésével lehet vizsgálni. *Lovas* hozzászólásában rámutatott arra, hogy a pozitív elektron polarizációja a pozitronium-képződésre is befolyással lehet. *Berkés* pedig a longitudinálisan polározott elektronok egymáson való szóródásának módszerét ajánlotta.

M. Danyisz (Varsó), az Egyesített Atomkutató Intézet igazgatóhelyettese számolt be ezután az áprilisban Rochesterben tartott nemzetközi elemirész konferenciáról. A konferencia résztvevőit elsősorban a tükrözési szimmetria fennállása, a szimmetriajelleg (paritás) megmaradásának kérdése foglalkoztatta, de ismertették a nehéz részecskékre vonatkozó kutatások eredményeit is. A beszámolóhoz sokan szóltak hozzá, élénk vita alakult ki a hyperfragmentumok mezonikus bomlásánál Amerikában megfigyelt iránykorreláció elméleti magyarázata körül.

Június 6-án a kollokvium a nukleáris részecskével: nukleonokkal és π -mezonokkal foglalkozott. Előnek *Jánossy Lajos* (Bp. KFKI) tartott előadást a kiterjedt légizáporokról. Rámutatott arra, hogy most és a jövőben is a nagyenergiájú kozmikus részecskék által kiváltott záporok vizsgálata fogja képezni a 10^{14} eV fölötti nukleáris folyamatok egyedüli vizsgálati módját. A kiterjedt zápor elektronok és fotonok kaszkádszerű többszöröződésével jön létre, de a statisztikus módszerek tapasztalattal való összehasonlítása azt mutatja, hogy a tengelyben mindig egy szűk nyílásszerű nukleon-zápor halad. E körül alakul ki hengerszerűen a foton-elektron-kaszkád. A jelen-

ség részletesebb vizsgálata a Kozmikus Sugárzási Osztály további tervei közt szerepel.

Ezután *Nagy Kázmér* (Bp. Egyetem) ismertette számításait, amelyek a nukleonok fizikai tulajdonságainak meghatározását célozták. A csupasz nukleont mindig mezonter veszi körül. Ez a *mezonruha* maga is jelentős energiát, töltést és mágneses momentumot képvisel, így a fizikai nukleon tömeg- és töltéeloszlása nem pontszerű. Az elméleti következtetések a mérési eredményekkel összhangban vannak. Az érdekes előadást nagy tetszéssel fogadták.

Domokos Gábor (Bp. KFKI) egységes rendszer alapján foglalta össze π -mezonok nagyenergiájú magfolyamatban való sokszoros keletkezését tárgyaló elméleteket. Az egységes tárgyalás lehetővé tette az egyes elméletek közelítő feltevéseinek szemügyrevételét. Az előadó ezután Landau elméletének továbbfejlesztésére irányuló vizsgálatait ismertette.

Györgyi Géza (Bp. KFKI) előadásában a fotoemulziós részecskenyomok statisztikus kiértékelésének pontosabbá tételéről beszélt. A módszert *Jánossy Lajossal* dolgozta ki. Az új eljárás alkalmas arra, hogy a rendelkezésre álló mérési adatokat maximálisan kihasználva vegyék figyelembe a részecske Coulomb-szóródása mellett



A kollokvium résztvevőinek egy csoportja. Ülő sor: Erő Jánosné, D. Bebel, M. Danyisz, J. Rayski, Szabó János. Első álló sor: Simonyi Károly, Horváth János, Dörnyei Józsefné, Keszthelyi Lajosné, Gráf György, Farkas Istvánné, Rupp Erzsébet, Ziegler Mária, Marx György, Medveczky László, Csikai Gyula, Fenyves Ervin, Nagy Károly, Somogyi Antal, Knapcz Géza, Nagy Kázmér. (Farkas István felvétele.)

a nyomkimérés pontatlan voltát is, és pontosabb értéket szolgáltatasson a részecskeenergiára vonatkozólag. *Dietrich Bebel* (Berlin) hozzászólásában hasonló célt szolgáló, egyszerűbb, de adott mérési anyagból kevésbé pontos értéket szolgáltatató módszert mutatott be.

A június 7-én tartott előadások a nagyenergiájú magrobbanásokban keletkező nehéz instabil részekkel foglalkoztak. A sorozatot *Somogyi Antal* (Bp. KFKI) összefoglalója nyitotta meg. Az előadás áttekintését adott a K-mezonok és hyperonok kísérletileg kimért adatairól, a keletkezési, szóródási és elbomlási folyamatokról. A további előadások is elsősorban a K-mezonnal, ezzel az elektronnál 900-szor nehezebb tömegű, rövid-életű és meglehetősen komplex sajátosságokat mutató részecskével foglalkoztak. Különböző utakon próbálták meg a K-mezonok bonyolult tulajdonságainak elméleti értelmezését.

Marx György (Bp. Egyetem-KFKI) a K-mezonok keletkezésének és a semleges K-mezonok bomlásának kiválasztási szabályait vizsgálta, azon feltevés alapján, hogy egyetlen fajta K-mezon van és ennek bomlásakor a paritás-megmaradásának tétele nem teljesül.

Surányi Péter (Bp. Egyetem fizikus hallgatója) viszont abból a feltevésből indult ki, hogy két különböző paritású K-mezon (θ - és π -mezon) létezik. Ha a nukleonokkal csak a θ -mezonok állnak közvetlen kapcsolatban, de létezik egy (direkt) θ - π -mezon kölcsönhatás is, a pozitív mezonok különféle bomlásformáinak megfigyelt gyakorisága elméletileg megkapható.

Domokos Gábor (Bp. KFKI) a K-mezonok nagy-energiájú magfolyamatokban való multiplált keletkezésének elméletét dolgozta ki. A K-mezonok nukleáris kölcsönhatására vonatkozó tapasztalati és elméleti adatok alapján összefüggést vezetett le a K-mezonok keletkezési gyakoriságára vonatkozólag.

Másik nagysikerű előadásában *Domokos Gábor* (Bp. KFKI) arról a szerepről beszélt, amelyet a nukleonok fizikai tulajdonságainak kialakításánál a π -mezon-ruha mellett a K-mezonok játszhatnak. Az anómális mágneses momentumot a nukleonok π -mezon-tere teljesen nem képes magyarázni, de a K-mezonteret is figyelembevéve, jónak ígérkező eredmények adódnak. Az érdekes előadással kapcsolatban többen tették fel kérdéseket. *Fenyves Ervin* rámutatott arra, hogy az elmélet alapján következtetni lehet a K-mezonok foto-keletkezésének valószínűségére is.

Délután *Györgyi Géza* (Bp. KFKI) azokról az elméletekről beszélt, amelyek a valódi elemi részek számát csökkenteni akarják. Legsikeresebbnek a Goldhaber-Györgyi-modell tekinthető. Eszerint a hyperonok egy nukleon és K-mezonok összekapcsolódásából jönnek létre. (A hyperon „vastagabb” K-mezon bundával rendelkezik, mint a nukleon, benne eggyel vagy kettővel több K-mezon

van.) A fenomenológikusan bevezetett ritkaság-kvantum-szám valójában a megkötött K-mezonok számát jelenti.

Jerzy Rayski (Torun) a „forró” elemi részek szerkezetének, az izotóp spinnek és a ritkaságnak más fizikai értelmezését javasolta. Az elemi részek kölcsönhatásainál az izotóp spin és a ritkaság megmaradása csak közelítőleg teljesül, szigorú megmaradási tétel csak ezek bizonyos kombinációjára igaz. Ezért e fogalmakat általában csak korlátozott fizikai érvényű segédmennyiségnek szokták tekinteni. Rayski viszont lényeges fizikai realitásnak fogadja el az izotóp teret, értelmez benne pályamomentumot is. Pontos megmaradási tétel az izotóp spin és pályamomentum összegére érvényes. A ritkaság-kvantum-szám az izotóp pályamomentum kitüntetett komponensével van kapcsolatban. Ez az elmélet a K-mezonban a π -mezon, a hyperonokban a nukleon magasabb izotóp momentumú gerjesztett változatait látja. Olyan folyamatokban, ahol az izotóp spin nem marad meg, az izotóp spinnek izotóp pályamomentummá való átalakulásáról van szó.

Június 7-én még *Gémessy Tibor* számolt be a KFKI Kozmikus Sugárzási Osztályának Wilson-kamrás, *Bozóky László* pedig fotoemulziós kutatási eredményeiről és terveiről. *Nagy Károly* arról az elméleti munkáról adott áttekintést, amely az Eötvös Loránd Egyetem Elméleti Fizikai Intézetében és a KFKI Atomfizikai Osztályának elméleti csoportjában az elemi részekkel kapcsolatban folyik.

A kollokvium utolsó napja az elemi részekre vonatkozó jelenlegi elméletek nehézségeivel, az elmélet gyökeres módosítására irányuló törekvésekkel foglalkozott. Először *Károlyházi Frigyes* (Bp. Egyetem) tartott összefoglaló előadást „Az elemi részek kvantumelméletének határai” címmel. Rámutatott arra, hogy a szokásos renormálási eljárás a kvantumelektrodinamikában sem kielégítő. A fizikailag abszurd sajátosságokat mutató „kísértet-állapotok” csak a magas impulzusok *ad hoc* levágásával küszöbölhetők ki.

Gerhard Heber (Jena) előadása abból a felismerésből indult ki, hogy a pontos helybeli lokalizáció az elemi részek világában csak a nagy impulzusértékek felléptének előidézése mellett lehetséges (határozatlansági összefüggés), ekkor pedig párképződés következhetik be. Ez viszont feltétlenül azt jelenti, hogy az elemi részek helyes elméletének a helykoordináta és részecskeszám olyan szoros korrelációjáról kell számot adnia, amilyen a jelenlegi elméletből hiányzik. Hasonló mondható az elemi részek világában a helymérésen kívül az időmérés-sel kapcsolatban is.

Jerzy Rayski (Torun) előadásának kiindulásaként leszögezte: mindmáig nem sikerült olyan elméletet megalkotni, amely számot ad a kvantumos jelenségekről, relativisztikusan invariáns, kiküszöböli a fizikailag elfo-

A „forró elemi részek” rendszere J. Rayski szerint

Baryonok				Mezonok			Antibaryonok			
Σ	Λ	N		K	π	\bar{K}	\bar{N}	$\bar{\Lambda}$	$\bar{\Sigma}$	$\bar{\Xi}$
- 0	- 0 +	0	0 +	- 0	- 0 +	0 +	- 0	0	- 0 +	0 +
1	1	1	1	0	0	0	-1	-1	-1	-1
$\frac{1}{2}$	1	0	$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$	1	$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$	0	1	$\frac{1}{2}$
$-\frac{1}{2} \frac{1}{2}$	- 1 0 1	0	$-\frac{1}{2} \frac{1}{2}$	$-\frac{1}{2} \frac{1}{2}$	- 1 0 1	$-\frac{1}{2} \frac{1}{2}$	$-\frac{1}{2} \frac{1}{2}$	0	- 1 0 1	$-\frac{1}{2} \frac{1}{2}$
2385 ?	2340 2327 2328	2181	1839 1836	966 965	273 264 273	965 966	1836 1839	?	? ? ?	? ?

A táblázat sorai feltüntetik a részecske jelét, elektromos töltését, baryonszámát, izotóp spinjét és annak harmadik komponensét, végül tömegét (elektrontömeg egységeiben). A baloldal a részecskéket csökkenő tömeg, a jobboldal az antirészecskéket növekvő tömeg szerint rendez. A középtengelyben a π^0 -mezon áll, az egyetlen a felsorolt részecskék körül, amely azonos antirészecskéjével. A középvonalra való tükrözés a töltéskonjugáció-nak felel meg. (A bizonytalan adatot dőlt betű különbözteti meg.)

gadatlan divergens eredményeket és szigorúan betartja a kauzalitás elvét. Ha a közvetlen tapasztalathoz akarunk ragaszkodni, a fenti követelmények közül csak a szigorú kauzalitás fogalmát ejthetjük el. Helyette meg kell elégednünk a makroszkópikus kauzalitás teljesülésével.

Horváth János (Szeged) a bilokális részecskeelméletek geometriai értelmezésével foglalkozott. Ezek az elméletek csak a makroszkópikus kauzalitás elvét teljesítik, de mélyebb bepillantást engednek a részecske szerkezetébe. Az előadás rámutatott arra, hogy az ilyen vizsgálatok geometriai alapjával nem annyira a szokásos pontokból felépített geometriai tér, hanem a vonalelemekből felépített tér alkalmas. Ilyen terekben felírt kovariáns fizikai törvények éppen bilokális jellegűek mutatnak.

Az atommag egyes tulajdonságainak értelmezése céljából vezetett be egy új hipotézist *Szépfaussy Péter* (Bp. Műegyetem). Feltevése szerint a nukleáris kölcsönhatások csatolási „állandója” valójában függhet a kölcsönható részecskék állapotától. A feltevés eredménye egy konfigurációs térben nemlineáris elmélet, amely többtesterőkre vezet és magyarázni képes a magerők telítettségét.

Horváth János (Szeged) beszámolt azokról a vizsgálatokról, amelyeket a szegedi Matematikai Intézettel együttműködésben az elemi részek formális elméletének matematikai tökéletesítése céljából végzett. A felcserélési törvényekben szinguláris függvények helyett a matematikai disztribúciómélet szokásos kifejezéseit alkalmazta. Ilyen módon a bilokális elmélethez egyszerűen a régi lokális elmélet általánosításaként juthatunk el.

A szegedi egyetem Elméleti Fizikai Intézetének idevágó munkájával foglalkozva *Horváth János* bemutatta még *Pócsik Lajos* egy számítását, amely a bilokális részecskék impulzusmomentum-viszonyait taglalja.

A kollokviumot június 8-án délben az Eötvös Loránd Fizikai Társulat nevében *Marx György* zárta be. Zárószavában többek közt rámutatott arra, hogy a kollokvium egyik célja volt a kísérleti és elméleti kutatás együttműködésének biztosítása. Erre az elemi részek fizikájában fokozott szükség van. A kísérleti kutatást ezen a ma még szerteágazóan bonyolultnak tűnő területen csak az elmélet útjelzője irányíthatja, de az elméleti kutatás is ingoványba téved a tapasztalat állandó ellenőrzése nélkül. A kollokvium ezt a célját elérte, munkája az ismeretszerzés mellett ezért is eredményesnek bizonyult és ösztönzőleg hathat a további munkára.

A kollokviumon résztvevő magyar, lengyel és német fizikusok szabadidejét kellemessé tette a gyönyörű környezet, a Balaton és az Akadémiai Üdülő szíves vendéglátása. Meg kell állapítanunk, hogy a Balaton vizének, a csónakoknak és vitorlásoknak a csábítását a tudomány szeretete le tudta győzni. Az előadások végig komoly érdeklődés mellett folytak, legtöbbjüköt vita követte. A vízisportok számára inkább az éjszakából loptak időt a kollokvium résztvevői.

A külföldi vendégek számára külön élményt jelentett a Balatonon és a Balaton körül tett kirándulás, a badacsonyi hegy termékeinek „megtekintése”.

Az utolsó estén ünnepélyesen megterített közös asztal mellett búcsúztak a résztvevők egymástól. Vacsora közben pohárköszöntők hangzottak el, vacsora után tánc követte.

Beszámolónk végéhez érve legyen szabad még egyik külföldi vendégünk szavaiból idézni:

„Ezután a kollokvium után szinte féltékeny kezdek lenni a magyarokra. Nekünk semmiképpen nem rosszabbak az anyagi lehetőségeink, maguknál mégis több a tehetséges és lelkes kutató. Jöjjenek, tanítsanak meg minket is...”

M. Gy.

AZ EÖTVÖS LORÁND TUDOMÁNYEGYETEM ELMÉLETI FIZIKAI INTÉZETE

A pesti egyetemen fizikai előadások az egyetem alapítása óta, három évszázadon keresztül folynak. Csak a XIX. század közepére differenciálódik annyira a természettudomány, hogy felmerül a kísérleti és elméleti

oktatás szétválasztásának szükségessége. Eleinte *Jedlik Ányos* adja elő az elméleti fizikát is, csak 1872-ben nevezik ki a németországi egyetemekről hazatérő fiatal *Eötvös Lorándot* a kísérletező agg Jedlik mellé az elméleti fizika tanárának. Az ő kezdeményezésére születik meg az önálló Elméleti Fizikai Intézet 1875-ben. Az intézet alapítójával tehát Társulatunk névadója tekinthető.

Eötvös az elméleti fizika oktatása mellett rögtön bekapcsolódik a kutatómunkába. A XIX. század legizgalmasabb kérdése, az elektromágnesség foglalkoztatja őt is. Hat évig tanárság, néhány elméleti dolgozat megírása után Eötvös átveszi a távozó Jedlik kísérleti tanszékét, kísérleti fizikusként válik a magyar tudomány büszkeségévé. Eötvös utóda *Fröhlich Izidor*, aki — akárcsak Eötvös — Kirchhoff tanítványa. Fröhlich professzorsága idejére az elméleti fizika legragyogóbb fél évszázada esik, de az intézet munkája felett megállt az idő. Fröhlich lelkiismeretes tanár, de konzervatívizmusa érzéketlenné teszi a szemé előtti lejátszódó tudomány forradalmak iránt. A fizika eljut Hertztől Heisenbergig, az egyetemi oktatás viszont a Maxwell előtti szinten stagnál. Döntő változást Fröhlich nyugalombavonulása után *Ortvay Rudolf* kinevezése hoz. Ortvay Sommerfeld tanítványa, ismeri a klasszikus fizikát felváltó kvantumelméletet és megkezdni annak színvonalas tanítását. Megteremti az intézet modern könyvtárát (ez ma is nagy érték a hazai fizikusok számára), megszervezi az országos hírű Ortvay-kollokviumokat, ahol a legkiválóbb magyar és külföldi fizikusok számolnak be a legújabb eredményekről. A viszonylag javuló feltételek lehetővé teszik, hogy *Gombás Pál* és *Neugebauer Tibor*, mint fiatal tanáregedek, hazánkban meghonosítsák az atomfizikai kutatást. A fellendülő munkát a háború söpri el. Ortvay 1945 elején meghal, az egyetem újbóli kapunyitása az intézetet üresen találja. 1945 végén nevezik ki *Novobátzky Károlyt* az intézet vezető professzorává. A munkába egymás után kapcsolódik be *Kovács István*, *Neugebauer Tibor*, a külföldről visszatért *Jánosy Lajos*, valamint a fiatalabb fizikusok egész sora, köztük *Szamosi Géza*, *Marx György*, *Fényes Imre* és az egymás után végző aspiránsok. Mindezek ismét, most már fokozott (és nem csak viszonylagos) mértékben megteremtik a rendszeres és a kor színvonalán álló nevelő-kutató munka feltételeit. (Kovács 1949-ben a Műegyetemen, majd Jánosy 1956-ban a Tudományegyetemen átveszi az Atomfizikai Tanszék vezetését. Szamosi 1956 végén a jeruzsálemi egyetemre távozik.)

Ma az intézet többszáz fizika-tanár, fizikus és vegyész hallgató részére oktatja az elméleti fizikát. Jelenleg harminc elméleti fizikai kollégium szerepel az egyetemi tanrendben, amelyek a klasszikus mechanikától a kvantum-elektrodinamikáig az egész elméleti fizikát felölelik. (Az oktatómunkát nyolcan látják el. Az intézethez még öt akadémiai kutató és aspiráns tartozik.)

Az intézet az alapismeretek tanításán kívül fontos szerepet tölt be a kutatók nevelésében is. Hazánkban elsősorban itt van mód arra, hogy az elméleti fizika legidősebb fejezeteit is kötelező és speciális előadások formájában a kor színvonalának megfelelően megismertessék a leendő fizikusokkal, a szemináriumokon pedig bevezessék őket a kutatás módszereibe. Az előírt egyetemi tananyagon felül külön kollégiumok foglalkoznak a hidrodinamika (Szabó János), termodinamika (Fényes Imre), általános relativitás (Nagy Károly), anyagszerkezeti kutatások (Neugebauer Tibor), sugárzás, atommag és elemi részek vizsgálata (Marx György), kvantum-elektrodinamika (Nagy Kázmér) klasszikussá vált és friss kutatások tárgyát képező fejezeteivel egyaránt. Nem egy tanítvány már hallgató korában önálló tudományos eredményeket ért el, az intézet neveltjeit ott találjuk az ország számos kutatóintézetében.

Neugebauer Tibor doktor (Kossuth-díjas) egyetemi tanári kinevezése biztosította azt, hogy az Ortvay alatt megindult vizsgálatok, melyek az atomok, molekulák, kristályok szerkezetének kvantumelméleti tárgyalását célozzák, nem maradtak félbe, hanem új eredmények születtek, többek közt a molekulapolározhatóság és a szupravezetés terén. E munkába kapcsolódott be 1954-

ben *Fényes Imre* kandidátus, docens. Ugyanő foglalkozik a hőelmélet problémáival is. Az intézet munkájában új fejezet nyílt, amikor *Novobátzky Károly* akadémikus (kétzeres Kossuth-díjas) vette át az intézet vezetését. Megindult az elmélet alapvető elvi kérdéseinek (kvantummechanika, relativitáselmélet, térelmélet) kutatása. Ebbe kapcsolódtak be *Novobátzky* tanítványai, köztük *Marx György* doktor, docens (Schmid- és Kossuth-díjas), valamint *Károlyházi Frigyes* és *Nagy Károly* (Schmid-díjas) kandidátusok is. A legutóbbi években elért eredmények közül kiemeljük a kvantummechanika statisztikus meg-alapozásával, az elektromágneses energia tehetetlenségével és az erőkben való mozgás törvényeivel foglalkozó munkákat. Ezek máris nemzetközi visszhangot váltottak ki.

A legutóbbi időben az intézet munkájában fokozott szerephez jutott az az igen aktuális kutatási irány, amelynek célja az elemi részek kölcsönhatási törvényeinek felkutatása. Ezen a legújabb területen *Marx György* tette a kezdeményező lépéseket, majd a munkába bekapcsolódtak *Nagy Kázmér* (Schmid-díjas) és mások is. A legelsőnek elért eredmények a feles spinű részecskék kölcsönhatásaira, az antiproton és antineutron szét-sugárzására, a nukleáris részek izotóp spintérbeli vizsgál-tására és a „fizikai proton” szerkezeti tulajdonságaira (mágneses momentum, töltés és tömeg térbeli eloszlása) vonatkoznak.

Az intézet rendszeres kapcsolatot és tapasztalat-cserét tart fenn más intézetekkel, elsősorban a Központi Fizikai Kutató Intézet egyes osztályaival, valamint a varsói és prágai elméleti fizikai intézetekkel is.

A KÜLFÖLD HÍREI

A német fizikusok ünnepélyesen megemlékeztek *Heinrich Hertz* születésének 100. évfordulójáról. Hertz a fényelektromos jelenség felfedezésével, az elméleti mechanikában a legegyszerűbb pálya elvének megalko-tásával is beírta nevét a természettudományok történe-tébe (utóbbi az általános relativitáselmélet geodetikus mozgástörvényének előkészítője). Legjelentősebb mégis az elektromágneses hullámok kísérleti felfedezése volt. Ez vezetett el a rádióhoz. Az elektromágneses hullámok létére elméletileg már *Maxwell* is következtetett. 1879-ben *Helmholtz* javaslatára a Berlieni Akadémia pályáza-tot írt ki a váltakozó elektromos tér által keltett mágne-ses tér kísérleti kimutatására. Ez adta Hertz kutatásai-nak az első indítékot. Az elektromágneses hullámok fel-fedezése nyolc évvel később, 1888-ban történt.

A Német Demokratikus Köztársaság Akadémiája és Fizikai Társulata február 22-én Berlinben rendezett emlékülést, melyet *Gustav Hertz* lipcei professzor, *Heinrich Hertz* unokaöccse nyitott meg. Részt vettek a kormány és a külföld képviselői. Az ünnepi megemléke-zést *Hans Falkenhagen* rostocki professzor tartotta. Utána *L. Mollwo* beszélt a centiméteres hullámok modern keltési módszereiről, majd *Otto Hachenberg* a Föld, Nap, Tejútrendszer és extragalaktikák által kibocsátott elektromágneses hullámokról.

A Német Szövetségi Köztársaságban Hamburgban, Hertz szülővárosában rendeztek ünnepi ülést. A ham-burgi egyetem bejelentette egy Hertz-díj alapítását, amelyet rendszeresen olyan fiatal fizikusnak ítélnek oda, aki Hertz kutatásait eredményesen fejleszti tovább. Az ünnepi beszédet itt *Gustav Hertz* tartotta. A Nyugat-Berlini Fizikai Társulat ünnepi ülésén *Max v. Laue* emlékezett meg Hertzről. Ünnepséggé volt még Karlsruhe-ban, Bonnban és Darmstadtban.

A szovjet fizikusok január 25 és 31 között Lenin-grádban konferenciát tartottak az atommagsugárzások-ról. Az α -, β -, γ -sugárzásról összesen 80 előadás hangzott el. Az érdekesebb témák közül megemlítjük a következőket: a magok héjszerkezetének és β -bomlásának kapcsolata, a kettős β -bomlás, a paritás megmaradásának kérdése β -bomlásnál, mezoatomok sugárzása, új kísérleti berende-

zések. Az előadások átlagos időtartama a mi vándor-gyűléseinkhez hasonlóan általában 15 perc volt.

Nemzetközi kongresszus volt Moszkvában a stabil és radioaktív izotópok felhasználásáról április elején. A kongresszuson igen sok szovjet és külföldi előadás hangzott el azokról az új kutatási módszerekről, melyet a magfizika az izotópok révén a különböző tudományok-nak és technikának nyújt. A kongresszus egyben az atom-energia békés felhasználásával foglalkozó genfi kon-ferencia óta elért eredmények seregszemléje volt. Hazán-kat *Orbán György*, a debreceni Kossuth Lajos Tudomány-egyetem alkalmazott fizika professzora képviselte.

Anglia a most nyilvánosságra hozott adatok szerint a világ legnagyobb radioizotóp exportőre. 1956 során több mint 100 000 fontsterling értékű radioizotópot, teljes termelésének 37%-át exportálta. A 47 ország közül első helyen Nyugat-Németország (1266 küldemény) és Franciaország (1051 küldemény) állanak.

„Magrobbanások és hatásai” címmel érdekes könyv jelent meg Delhiben. A könyvet *Nehru* kívánságára írták *D. S. Kathari*, az indiai védelmi tudományos szer-vezet tagja, *H. Bhabha*, az indiai atomenergiabizottság vezetője, a genfi atomkonferencia volt elnöke és *V. R. Khanolkar*, a bombayi rákkutató intézet igazgatója írták. Az előszóban *Nehru* erélyesen állást foglal az atomháború ellen és nyomatékosan óv az atombombakísérletek folyta-tásától. A tudományos könyv a magrobbanások fizikai és biológiai hatásával foglalkozik, elsősorban a szerve-zetbe beépülő radioaktív anyag örökléstanai veszélyeit tartja fenyegetőeknek. A könyv szavai szerint „az az álláspont, hogy a kísérleti atombombabarobantásokat csak akkor kell beszüntetni, ha végérvényesen bebizo-nyosodik azoknak egész emberiséget fenyegető volta, saj-nálatos következménye azon 2500 éves fejlődésnek, amely Buddha földön való megjelenése óta végbement”.

A moszkvai V. M. Molotov Energetikai Főiskolán atomerőmű-tanszéket állítottak fel, melyre *T. Margu-lowát*, az ismert kutatónőt nevezték ki. Ez a tanszék hivatott kiképezni azokat a szakembereket, akik a Szovjetunió új Ötéves Tervében megépítendő 2,5. 10⁶ kW együttes teljesítményű atomerőműveket el fogják látni.

W. Westphal, akinek „Physik” című könyve 20 kiadást ért el és a magyar diákok és szakemberek közt is népszerű, idén március 3-án ünnepelte 75. születésnapját.

Február 13-án, 89 éves korában meghalt *Gustav Mie*. Hertz tanította a Maxwell-féle elektrodinamikára és ez egész életre szóló élményévé vált. Egyetemi intézetében kísérleti fizikusként működött. A fizika fejlődéstörténete számára legjelentősebb mégis az az elmélet volt, mely először kísérlette meg az anyagnak teljesen az elektro-mágneses térre való visszavezetését, abból való felépí-tését.

A most közzétett jelentés szerint az USA-ban közel ezer egyetem és főiskola működik, ezek közül tíz rendel-kezik 20 000-nél nagyobb hallgatólétszámmal. Leg-nagyobbak a California Egyetem, 38 600 hallgatóval és a két new-yorki egyetem, 33 000 és 32 000 hallgatóval. 1955-ben 2,7 millió egyetemi és főiskolai hallgató tanult, ez az egész lakosság 1,6%-a. Tíz év alatt a hallgató-létszám 4 millióra (2,5%) való növekedését várják. 1948 és 1955 között 57 000 doktori avattak az egyetemek, a leggyakoribb a matematika-fizika-kémia szakterület volt, 17 600 fővel, ez a teljes létszámnak közel egy-harmada.

KÖNYVSZEMLE

A MAGYAR TUDOMÁNYOS AKADÉMIA KÖZPONTI FIZIKAI KUTATÓ INTÉZETÉNEK KÖZLEMÉNYEI

4. évfolyam 5. szám

Tartalomjegyzék:

1. *Marx György és Györgyi Géza*: A baryonok és mezonok kölcsönhatásainak szimmetria-sajátságai és kiválasztási szabályai.
2. *Fogarassy Bálint*: Térerősség eloszlás mérése üregrezonátorban.
3. *Almásy Andor és Bozóky László*: Ritkaföldfémek neutron aktiválásával kapcsolatos vizsgálatok.
4. *Berecz György és Szilvási Árpád*: Szórt és visszaszórt sugárzás dózisértékeinek meghatározása röntgensugárzásnál fantomokon végzett mérésekből.
5. *Tóth Lajos*: Haladó gázkisüléses hidegkatódos decimális számlálócsövek.
6. *Nagy Imre és Pál Lénárd*: Ferromágneses rezonancia vizsgálata különböző anyagokban.
7. *Pallagi Dezső*: Nagyérzékenységű hangfrekvenciás szelektív erősítő.

4. évfolyam 6. szám

Tartalomjegyzék:

1. *Boronkay A. Dénes*: Egy analóg — hánados-mérőrendszer elmélete.
2. *Muth Béla és Kiss Árpád*: Az ultraibolya abszorpciós spektroszkópia alkalmazásairól.
3. *Trummer István*: Geometriai izomerek ultraibolya abszorpciós szinképvizsgálata. I. Telített gyűrűs vegyületek geometriai izoméria.
4. *Nagy László*: A Rossi-görbe első szakaszának menete különböző abszorbensek esetén II.
5. *Hedvig Péter és Pavlicsek István*: Atommagkvadrupol-spektroszkópia ultrarövid hullámokon
6. *Cornides István*: Rádiófrekvenciás litiumizotóp-monochromátor
7. *Neszmélyi András*: Neutronerősítők méretezésének néhány problémája. — A statikus neutronerősítő.
8. *Tárczy-Hornoch Zoltán és Szabó László*: Egy csatornás differenciál diszkriminátor
9. *Uzsoki Miklós*: Neutron lassítás.
10. *Orient Ottó és Vizsolyi Endre*: Diborán gázzal töltött számlálócsövek termikus neutronok mérésére.
11. *Pál Lénárd*: Az atomreaktorok stochasztikus folyamatainak elméletéről.

A FIZIKAI TUDOMÁNY HALADÁSÁBÓL

Miniatűr atomerőmű. Két amerikai vállalat egy parányi atomerőművet épített. Az egész telep kb. görög-dinnye nagyságú. Radioaktív Promethium-147 izotópot tartalmaz, amelyet a reaktorok hasadási termékeiből állítanak elő. A Pr^{147} sugárzását foszforanyaggal fogják fel, az a sugárzás hatására világítóvá válik. A fényt egy fotocella elektromos árammá alakítja át. A berendezés egy kis adó vagy vevő üzembentartásához elegendő elektromos teljesítményt szolgáltat. Az áramfejlesztő előnye a külső körülményektől, elsősorban hőmérséklettől való teljes függetlensége. Így elsősorban nagy magasságokban elvégzett kutatásokban használható előnyösen. Várható alkalmazási területek: távirányított rakéták, hordozható rádiók, elektromos hajtású zsebórák. A Pr^{147} jelenleg még drága: 500 dollár/curie aktivitás. Megvan azonban a lehetőség az ár csökkentésére és így várható, hogy egy karóra 5 évi üzemeltetéséhez szükséges radioaktív anyag mindössze két dollárba fog kerülni. (Phys. Bl. 1957. márc.) *M. Gy.*

Egy új kisbolygó, a Geographos. Az USA Földrajzi Társulatának megbízásából a Palomár-hegyi Csillagda új csillagtérkép készítésébe kezdett. Az e célból elvégzett felvételeken egy új kisbolygót fedeztek fel. A kisbolygó érdekessége abban áll, hogy pályája során jobban megközelíti a Földet, mint a Holdon kívül bármely más égitest. 1969-ben Földtől való távolsága 7 millió km lesz, ez a Föld—Hold távolság húszszorosa. Ezért kiválóan alkalmas lesz a Naprendszeren belül elvégzendő mérések segítőjéül. A Nap körül való keringés ideje 17 hónap, átmérője hozzávetőlegesen másfél kilométer. Kicsiny volta miatt még földközelségben sem válik szabadszemmel láthatóvá. (Phys. Bl. 1957. febr.) *M. Gy.*

Az Arend-Roland-üstökös. Rádióhullámok visszaverődését felhasználva megállapították, hogy a szabadszemmel is láthatóvá vált Arend—Roland-üstökös csóvája napközben (április elején) 18 millió km volt. Ez a hosszú csóva az égbolton 16 Hold-átmérőnek megfelelő szög alatt látszik. A csóva hossza a Föld—Hold távolság ötvenszerese. *M. Gy.*

Antirészecskékből álló atommag? Chamberlain és munkatársai kimutatták, hogy a gyorsítóberendezéssel előállított antiproton-nyaláb rézen és berylliumon áthaladva kétszer olyan erősen gyengül, mint a protonnyaláb. Ez azt jelenti, hogy a magok antiprotonokra vonatkozó teljes hatáskeresztmetszete kétszer akkora, mint a geometriai keresztmetszet. (Utóbbi hatásos kb. a protonokkal szemben.) — Az 1956-os rochesteri konferencián, mely a nagyenergiájú folyamatokkal foglalkozott, Yagadanak egy érdekes fotoemulziós felvételéről számoltak be. A Viking-rakétán 125 km magasra felküldött fotoemulzióban egy nehéz, kb. $Z = 14$ rendszámú, 18 GeV energiájú részecske nyoma volt látható. Feltűnő az volt, hogy a nehéz rész közepes szabad úthossza a normálisnak mindössze $1/20$ -a volt: 3,49 cm úton 5 magon való szóródás volt megfigyelhető. (Annak valószínűsége, hogy statisztikus ingadozások ilyen eltérést okozzanak: $1 : 10^6$.) Tekintettel az antiprotonok erős szóródására a konferencián felmerült az a gondolat, hogy egy antiszilíciummagról van szó, amely antiprotonokból és antineutronokból épülne fel. Ha további megfigyelések ilyen antianyagnak a primér kozmikus sugárzásban való előfordulását valóban igazolnák, az döntő módon megváltoztathatná a kozmikus sugárzás eredetéről és a világegyetem fizikai felépítéséről kialakított képünket. (6. Roch. Conf. Report, 1956.) *M. Gy.*

A mesterséges holdak és az általános relativitáselmélet. Ismeretes, hogy az általános relativitáselmélet gravitációs törvénye kismértékben eltér a Newton-féltől. Ennek egyik következménye az, hogy az égitestek pályaeállításának nagytengelye a pálya síkjában lassan elfordul a bolygó körül. Az általános relativitáselmélet tapasztalati igazolása szempontjából nagyjelentőségű jelenség kimutatására eddig csak a Merkúr (és meglehetősen bizonytalan módon a Föld) esetében sikerült. A kicsiny relativisztikus pályaeelfordulást a többi égitest perturbáló hatása általában messze túlszárnyalja. Ginsburg azonban felhívta a figyelmet arra, hogy a Földhöz közel keringő mesterséges égitesteknél a jelenség észlelése nem reménytelen, mert a relativisztikus elfordulás értéke a Merkúrét nagyságrenddel felülmúlhatja és sokkal pontosabb pozícióészlelésekre nyílik lehetőség (pl. rádióval). — Az álta-

lános relativitáselmélet szerint egy forgó égitest gravitációs tere különbözik a nyugvó égitestétől. (Hasonló jelenség az elektrodinamikában jól ismert: forgó töltött test egészen más elektromágneses teret kelt, mint a nyugvó.) A gravitációs tér ilyen nem-sztatikus volta szintén módosítja a benne keringő égitest pályáját, azonban ennek csillagászati kimutatása mindmáig nem sikerült, mert értéke az előbb említett relativisztikus pályaelfordulás alatt van. Ginsburg azonban rámutat arra, hogy a mesterséges holdak mozgásában a Föld tömegének forgása olyan perturbációt okozhat, mely túlszárnyalja a Merkúr esetében kimutatott említett relativisztikus hatás értékét. Mindkét jelenség kölcsönösen az alacsonyan (néhány száz vagy néhány ezer km magasan) keringő mesterséges holdaknál jelentős. — Az általános relativitáselmélet másik igen érdekes következménye az, hogy az atomok erős gravitációs térben vörösebb fényt emittálnak, mint erőmentes térben. (Az atomi órák „járása” látszólag lelassul.) Ennek a bekövetkezését a Nap és egyes állócsillagok látható színképében kvalitatíven kimutatták, de nincs kizárva, hogy kvantitatív egyezést elmélet és tapasztalat közt nem áll fenn. Ginsburg e téren is a mesterséges holdak által nyújtott érdekes lehetőségeket hangsúlyozza. Egy távol keringő testen a gravitációs tér sokkal gyengébb, mint a Föld felszínén. A gravitációs potenciál különbözősége az ott, ill. itt kibocsátott elektromágneses hullámok frekvenciájában is egy kis eltérést fog adni. A relatív frekvenciaeltolódás ($\Delta\nu/\nu$) a gravitációs potenciál és fénysebesség-négyzet hányadosa, a Föld terében tehát $7 \cdot 10^{-10}$ nagyságrendű. (A Napnál 3000-szer nagyobb.) A mikrohullámú elektronikában viszont nincs kizárva 1 hertz töredékét kitevő stabilizálás megvalósítása, azaz 10^{-10} – 10^{-12} relatív frekvenciastabilitás elérése. A mesterséges holdon működő, molekuláris rezgésekkel stabilizált radar-adó és hasonló földi adó által kisugárzott frekvenciák összehasonlítása lehetővé tenné, hogy kimutassuk a gravitációs térnek az órák „járására” kifejtett befolyását. (Egy mesterséges hold órája egy év alatt kb. 1/100 sec-ot késik a megfelelő földi órához képest.) (Uspz. Fiz. Nauk 59. 11. 1956.) M. Gy.

Az elektronhullámokra vonatkozó legújabb kísérleti eredmények, J. J. Thomson, „az elektronfizika atyja” születésének 100-dik évfordulója alkalmából Maryland egyetemén az elmúlt évben nemzetközi konferenciát tartottak a szabad elektronok kvantumok kölcsönhatásainak kérdéseiről. J. A. Simpsonnak a konferencián az elektroninterferenciakísérletekről elmondott előadása két okból is különös érdeklődésre tarthat számot. Egyrészt részletesen foglalkozik az elektronhullám-kísérletek történetével és az újabb vívmányokkal: az elektron-interferométerekkel. Másrészt beszámol arról, hogy a legújabb kísérletek milyen pontossággal igazolják az elektronhullámok elméletének alapegyenletét: a λ hullámhossz és a p impulzus kapcsolatát megadó $p = h/\lambda$ de Broglie-féle összefüggést. Simpson előadásában megemlékezett Rymer és Wright újabb méréseiről, akik a NaCl, KCl, CsJ és Al rácsállandójának röntgensugarak és elektronsugarak interferenciája segítségével meghatározott értékeit hasonlították össze és arra következtettek, hogy a $p = h/\lambda$ de Broglie-egyenlet 0,1% pontossággal

tekinthető kísérletileg igazoltnak. — Az utóbbi években kifejlesztett elektron-interferométerek máris pontosabbá tették az elektronhullámokra vonatkozó ismereteinket. A washingtoni National Bureau of Standards Marton irányítása alatt készült interferométerével 154 interferenciagyűrűt lehetett megfigyelni, amiből a maximális útkülönbségre — a műszer adatai alapján — 5800 hullámhossz, ill. 276 Å adódott. Koherens elektronnyalábok között létesített 5800 hullámhossznyi útkülönbség tehát még nem rontja el a nyalábok interferenciaképességét. — A Tübingenben készült interferométerrel (Möllenstedt és Düker), — amelyben az elektronhullámot egy Fresnel-féle biprizmára emlékeztető elektrosztatikus tér választja két koherens nyalábra — megállapították, hogy a hullámfrontnak legalább 30 μ széles szakasza koherens hullámokat tartalmaz. (Rev. Mod. Phys. 28, 254, 1956.) Gy. G.

A Σ^0 -hyperon közvetlen kísérleti kimutatása és tömegének meghatározása. Az utóbbi évek kozmikus sugárzási kutatásai kétséget kizáró módon mutatják a kb. 2300-as tömegű (—elektron-tömeg-egységben—) Σ^{\pm} -hyperonok létezését, amelyek a $\Sigma^{\pm} \rightarrow n + \pi^{\pm}$, ill. $\Sigma^+ \rightarrow p + \pi^0$ módon bomlanak, $\sim 10^{-11}$ sec. élettartammal. Nishijama és Gell-Mann 1953-ban a hyperon-bomlások kiválasztási szabályainak tanulmányozása során a következő felismerésre jutottak: a töltésfüggetlenség elvéből következik, hogy semleges Σ^0 -hyperonnak is kell léteznie, amely töltött testvéreitől eltérően a $\Sigma^0 \rightarrow \Lambda^0 + \gamma$ módon bomlik. Σ^0 létezésére eleinte csupán közvetett kísérleti utalásokat sikerült találni. Egyes Kozmotron-kísérleteknél ($\pi^+ + p \rightarrow \Lambda^0 + \theta^0$) az energia-impulzustétel látszólag nem teljesült; ha azonban feltételezték, hogy a reakció két lépésben megy végbe ($\pi^+ + p \rightarrow \Sigma^0 + \theta^0$, $\Sigma^0 \rightarrow \Lambda^0 + \gamma$), úgy az ellentmondás megszűnt. — Különösen értékesek ezzel kapcsolatban Plano, Steinberger, Schwartz és Samios újabb megfigyelései, amelyek során sikerült észlelniök a $\pi^+ + p \rightarrow \Sigma^0 + \theta^0$ reakcióban keletkező részecskék összes bomlástermékeit. A Kozmotron π -mezonnyaláb-jával besugárzott propán-buborékkamráról készített felvételeiken három V-alakú nyom látható: az első a $\theta^0 \rightarrow \pi^+ + \pi^-$ bomlás képe, a második a $\Sigma^0 \rightarrow \Lambda^0 + \gamma$ követő $\Lambda^0 \rightarrow p + \pi^-$ bomlást mutatja, a harmadik a γ -kvantum által keltett elektron-pozitron pár képe. Három felvételen sikerült elvégezni a Σ^0 tömegének meghatározásához szükséges szög- és impulzusméréseket, Σ^0 tömegére és a bomlásakor felszabaduló Q energiára a következő értékek adódtak a három mérésből:

$$M_{\Sigma^0} = \begin{cases} 2317 \pm 10, \\ 2341 \pm 30, \\ 2328 \pm 10, \end{cases} \quad Q = \begin{cases} 69,7 \pm 5 \text{ MeV}, \\ 82 \pm 15 \text{ „} \\ 75,3 \pm 5 \text{ „} \end{cases}$$

A mérések középértékeként $M_{\Sigma^0} = 2323 \pm 7$, ill. $Q = 73,0 \pm 3,5$ MeV adódik. Érdekes összehasonlítani M_{Σ^0} -t a töltött Σ -hyperonok tömegével:

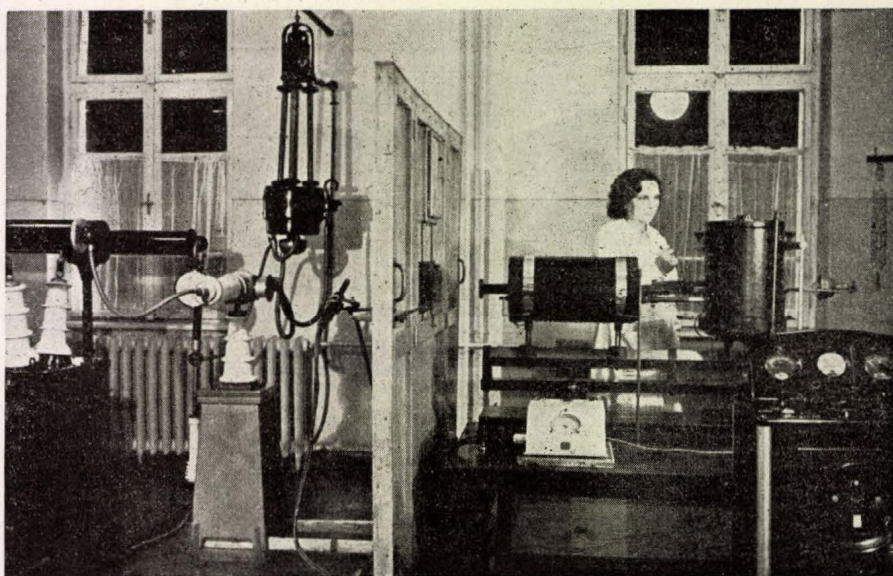
$$M_{\Sigma^+} = 2327 \pm 3, M_{\Sigma^-} = 2323 \pm 7, M_{\Sigma^-} = 2341 \pm 5.$$

A Σ -töltéstriplett tehát több MeV-os finomszerkezet-felhasadást mutat. (Il Nuovo Cimento, 5, 216, 1957.)

Gy. G.

FIZIKAI SZEMLE

VII. ÉVFOLYAM
1957.



5.

EÖTVÖS LORÁND FIZIKAI TÁRSULAT



Szerkesztőbizottság:

Bedő Zsolt, Csekő Árpád, Keszthelyi Lajos, Marx György,
Szalkai Ferenc, Szigeti György, Tarján Imre, Túrinné Frank Zsuzsa, Vermes Miklós

Szerkesztőbizottság titkára: Túrinné Frank Zsuzsa

Szerkesztőség: Budapest, V., Reáltanoda utca 13—15. Eötvös Loránd Fizikai Társulat
Távbeszélő: 187-423

Kiadóhivatal: Akadémiai Kiadó, Budapest, V., Alkotmány utca 21.
Távbeszélő: 111-010 *

Terjeszti a Posta Központi Hírlapiroda Vállalat
Budapest, V., József nádor tér 1. Telefon: 180-850
Előfizetés, személyes ügyfélszolgálat: József nádor tér 1., üzlethelyiség. Telefon: 183-022.
Csekkszámam: 61257.

Előfizetés egy évre 30,— félévre 15,— Ft; egyes szám ára 6,— Ft
Megjelenik évente hatszor

TARTALOMJEGYZÉK

Horváth Árpád: Jedlik Ányos

Flórián Endre: Természetes és mesterséges radioaktív anyagok
a légkörben

Marx György: Tükrözésszimmetrikus-e a természet
Sorok egy meglepő felfedezéséről

G. Heber: Megjegyzések a tér—idő kontinuum kiméréséhez

Nagy K.—Szabó J: A folyékony hélium

A FIZIKA TANÍTÁSA

Tarnóczy Tamás: Fizikusképzés Göttingában

HÍREK — EGYESÜLETI ÉLET

A FIZIKAI TUDOMÁNY HALADÁSÁBÓL

СОДЕРЖАНИЕ

A. Хорват: Аньош Едлик

Э. Флориан: Природные и искусственные радио-
активные вещества в атмосфере

Дь. Маркс: Есть ли природа зеркально- симмет-
ричная или нет?
(несколько слов об одном изумительном от-
крытии)

Г. Хебер: Примечания к измерению континуума
пространства и времени

К. Надь—Й. Сабо: Жидкий гелий

ПРЕПОДАВАНИЕ ФИЗИКИ

Т. Тарноци: Образование физиков в Гёттингге

ИЗ ЖИЗНИ ОБЩЕСТВА ФИЗИКОВ

ИЗ УСПЕХОВ ФИЗИЧЕСКИХ НАУК

INHALT

Á. Horváth: Ányos Jedlik

E. Flórián: Natürliche und künstliche radioaktive
Materiale in der Atmosphäre

G. Marx: Ist die Natur spiegelungssymmetrisch?
(Bemerkungen zu einer Entdeckung)

G. Heber: Bemerkungen zur Ausmessung des Raum
und Zeit-kontinuums

K. Nagy—J. Szabó: Das flüssige Helium

UNTERRICHT DER PHYSIK

T. Tarnóczy: Ausbildung von Physikern in
Göttingen

NACHRICHTEN — AUS DEM VEREINSLEBEN
FORTSCHRITTE DER PHYSIK

Címkepunkt: Dózismérő hitelesítő állomás az Országos Onkológiai Intézetben

A kiadásért felelős: az Akadémiai Kiadó igazgatója

Műszaki felelős: Szöllősy Károly

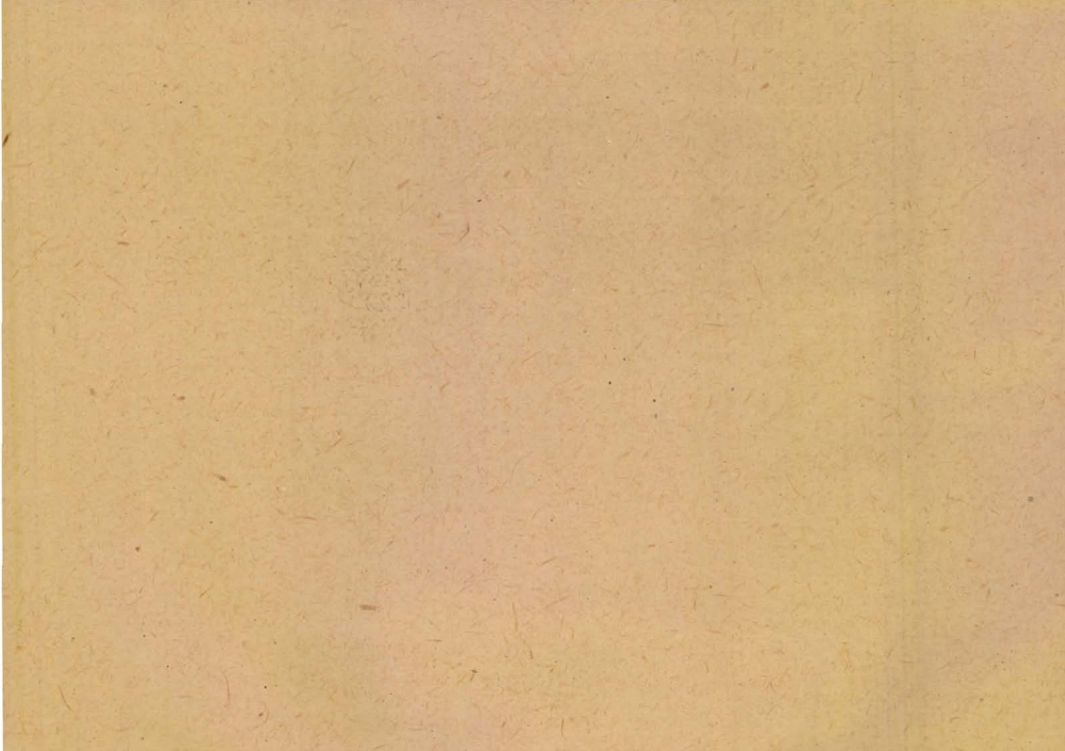
A kézirat beérkezett 1957. IX. 8. Terjedelem: 5 (A/5) ív

Ez a folyóirat az MSZ 3405 és 5602 Á szerint készült

Akadémiai Nyomda, Budapest, V., Gerlóczy utca 2. — 43124/57 — Felelős vezető: Bernát György

Értesítjük előfizetőinket, hogy 1958-tól az eddigi évi 6 szám helyett, évente 10 számmal, összesen kb. 320 oldal terjedelemben jelenik meg a Fizikai Szemle. Az évi előfizetés ára a terjedelem bővülése folytán 40,— forint lesz.

FIZIKAI SZEMLE
SZERKESZTŐSÉGE



FIZIKAI SZEMLE

AZ EÖTVÖS LORÁND FIZIKAI TÁRSULAT LAPJA

VII. évfolyam

5. szám

1957. október

Jedlik Ányos élete és alkotásai

Kora, pályakezdése

A mai fizikus korszerűen berendezett egyetemi vagy ipari kutatóintézet laboratóriumában dolgozik. A felsőoktatás céljaira szolgáló fizikai laboratóriumokban átfogó tudományos kérdések megoldásával foglalkoznak, a természet meg fel nem derített törvényeit kutatják. A kutató professzor mellett tanársegédek, tudományos segédszemélyzet dolgozik elmélyülten, éveken át. Műszereszek készítik el a szükséges készülékeket, gépészmérnökök tervezik meg a kísérleti berendezéseket, egyszóval minden rendelkezésére áll a kutatónak, amit a modern élet megadhat.

Az ipari kutatóintézetek laboratóriumaiban is a műszerek, készülékek sora áll a kutató rendelkezésére, hogy a határozott, gyakorlati célt mielőbb megközelítse a fizikus. Izzólampák wolframszállainak gyártástechnológiáját, a lámpa gáztöltését, az atomreaktorok szivattyút, sugárveleimét vagy a fizika ezernyi kisebb-nagyobb problémájának megoldását tesztetik anyagi gondoktól mentesen élő tudományos dolgozók.

A fizikus azért kapja fizetését, hogy munkaidejében kutatómunkát végezzen. Megkap minden folyóiratot, könyvet, amire szüksége van. Ha nyelvi nehézségei vannak, keszen áll a dokumentáció, hogy átnyújtsa mindazt a szellemi kincset, amit más nemzetek kutatói eddig alkottak.

Mindez nem így volt régen. Lapozzuk vissza a fizika történetének könyveit néhány lappal. Nézzük meg, mit talált „laboratóriumában” egy fiatal fizikustanár, a nagy gabonakereskedő városban, Győrött, amikor 1825-ben elfoglalta katedráját?

Nehézkcs, fából, rézbádógból, kovácsolt vasból összefabrikált, pecsetviasszal es spargával „egybeépített” „készlet”-ek sorakoztak a „szertar” polcain. Legszivattyú, leydeni palackok, erős állógőzgep, bodzabeigolyók, üveghasab a tenytani kísérletekhez, mechanikai játékok, ide-ouatógó babák, aceigolyók, vízipuskák es betöttes üvegek egészítettek ki a szegényes felszerelést.

A kísérleti fizika a századtorduló táján már túljutott a kezdeti próbálkozásokon, de egészben veve meggyerekcipőkben jart. A mechanika törvényeit ragyogó emek — Galilei, Newton, Huyghens, Laplace — tisztázták, de a tenytan, elektromosság meg kezdetleges állapotában volt. Ismertek az elektromos áramot, Volta már 1800 körül elkészítette az első elektromos oszlopot, de Oersted csak 1820-ban vette észre, hogy a megnesztű elmozdul, ha áramvezető közelében van. Alig akarjuk elhinni, de tény, hogy amikor Jedlik fizikát kezdett tanítani, galvanométerként csak békacombot tudtak használni.

A kutatók ekkoriban szerényfizetésű tanárok, orvosok, esetleg gyógyszereszek voltak. Kutatásra senki sem buzdította a professzorokat, a magyar tablabíróvilág jobban szerette a kertyázó, kvaterkázó tanárokat, mint a tanulmányaikban emmerülő fizikusokat, történetészeket.

Ilyen sivár környezetből nőtt ki a múlt század legnagyobb magyar kísérletező fizikusa: Jedlik Ányos. Nézzük meg röviden életútját. (1. ábra.)

Ebben a dolgozatban szeretnék néhány kérdést tisztázni. Sajnos, még ma is megjelenik olyan tanulmány, amely egészen tévesen fogja fel Jedlik állítólagos „szerepességét”, tudatosságát stb. Jedlik emléke előtt hajolunk meg, ha az igazságot ismerjük.

Érdekes, színes korban élt es dolgozott, bár életútja nem volt gazdag eseményekben.



1. ábra

1800-ban született a Komárom megyei Szimón. Szülei jómódú parasztemberek voltak. A gyermek színmagyar környezetben nőtt fel. Később latinul, nemetül jól megtanult, de fogalmazásán mindig látszik, hogy magyarul gondolkodott.

Az elemi iskola elvégzése után unokatestvérével, Czuczor Istvánnal együtt előbb a nagyszombati, majd a pozsonyi gimnáziumba került es innen kérték felvételüket a bencés rendbe. Szerzetessé levése az akkori magyar falu szellemében keresendő es nem Jedlikék anyagi körülményeiben.

Jedlik es Czuczor igen jó tanulók voltak. Annak a kornak szokása szerint a latin nyelvvel sokat foglalkoztak. A tudomány nyelve ekkoriban a latin volt, az egyetemen latinul tanítottak, tehát mindenkinek meg kellett tanulnia Ciceró nyelvét, ha tudományokkal akart foglalkozni.

Az iskolai önképzőkörben magolási versenyeket rendeztek. Latin klasszikusok verseit betanulták es felmondták. Ebben a füres versenyben az első mindig Czuczor volt, de utána rögtön Jedlik következett.

1818 és 1820 között a papjelölt Jedlik tanulmányait a győri rendi lyceumban folytatta. Itt böleseletet, történelmet, geometriát, fizikát, hidraulikát, építészetet, természetrajzot és mezőgazdaságtant tanult.

Tanárjai közül Czinár Móra emlékezett legszívesebben. Feljegyezte szavazását, mely szerint „nem az a valódi tudomány, amit jól megtanulunk, hanem az, amit jól meggondolunk”. Czinár tehát gondolkodni tanított elsősorban. Nem a tudás mértéktelen halmozására, hanem a következetes gondolkodásra nevelte tanítványait. Valószínűleg Czinárnak nagy része volt abban, hogy Jedlik később fizikussá vált. A fizika és kémia ekkoriban kezdte formálni a gazdasági életet, s a természettudományok az egész világon erős fejlődésnek indultak.

A böleseleti tanfolyam után Jedlik Pannonhalmára került rendi tanulmányokra, majd 1821. október 30-án matematikából és fizikából kitüntetéssel szigorlatozott. 1822. október 30-án pedig böleseletből és történelemből vizsgázott. Doktori avatása a következő napon történt.

1822. november 4-én letette a tanári esküt és a győri gimnázium harmadik osztályának főnökeként megkezdte tanári működését. Az osztály összes tárgyait tanította, azonkívül az egész gimnázium hitoktatója is volt.

1823 és 1825 között ismét Pannonhalmán találjuk Jedliket teológiai tanulmányokon, majd az 1824/25-ik iskolai év második felében a győri lyceum fizikai tanszékét átvette az igen elfoglalt Czinártól és megindult azon a pályán, amelyen félévszázadon át megszakítás nélkül dolgozott.

Hogyan fogott hozzá a fiatal tanár a fizika tanításához?

Körülnézett szertárában s azonnal látta, hogy eredményesen csak úgy taníthat fizikát, ha a bemutatási eszközök számát szaporítja főleg azaz, hogy maga készíti el eszközeit. A gyári készülékek drágasága miatt szerszámokat szerzett be és maga is hozzálátott a készüléképítéshez.

Kéziratai között van egy latin nyelvű jegyzék „A győri múzeum használatára szerzett eszközök ára” címen. Ebből a jegyzékből kitűnik, hogy az aránylag rövid ideig tartó győri tanárkodása alatt milyen sok új eszközzel gyarapította a szertár felszerelését.

Ebből a jegyzékből megtudjuk, hogy elsősorban a mechanikai alapjelenségeket akarta alaposan megértetni tanítványaival. Igen fontosnak tartotta, hiszen a fizika egész épülete a mechanikán nyugszik. Sok készüléket állított össze és vásárolt a dinamika, statika, kinematika tanításához. A tételek között legnagyobb összeggel egy centrifugális gép szerepel a centrifugális erő bemutatásához: 44 forintot és 32 krajcárt fizetett ki érte.

A cseppfolyós testek mechanikájának tanításához a hidraulika fontossága miatt ugyancsak sok eszközt szerzett be. Felsorolja a jegyzék még a fénytani, elektrosztatikai, elektromágneses készülékek, galvánelemek és kémiai eszközök sorát is. Feltűnő a sok kémiai eszköz. A mai kémiai készülékek túlnyomóan üvegből vannak, akkor azonban bronzból, ezüstből készültek és igen drágák voltak. Jedlik kémiailag is igen képzett volt és az egyetemen is tanított vegytant.

Elektromos eszközei között a kor érdeklődésének megfelelően a statikus elektromos készülékek szerepelnek elsősorban. Nagyon lekötötte figyelmét a megosztás jelensége, ezért beszerzett több „duplikátort”, olyan eszközt, mellyel a

nyugvó elektromosságot tanulmányozhatta. A tárgy iránti érdeklődése később sem lankadt, még a nyugalom éveiben is sokat foglalkozott statikus villamosgépek szerkesztésével.

Szenvedélyesen olvasott. Néhai Wolf Gyula régi győri könyvkereskedő mondotta e sorok írójának, hogy a kilencvenes évek elején, könyvkereskedőtanuló korában, nyalábszámra hordta az agg Jedliknek a megjelent új könyveket és nem volt olyan hét, hogy az ne vásárolt volna.

Feljegyzéseket vezetett olvasmányairól, tanulmányairól. Állandóan olvasta a Schweiger: Journal der Physik u. Chemie; Baumgartner u. Ettinghausen: Zeitschrift für Physik u. Mathematik s Poggendorff's Annalen der Physik c. folyóiratokat. A győri gimnázium könyvtárában ma is megvan az a hatalmas — kb. 20 kötetből álló — sorozat, amely már Jedlik idejében a fizikusok „standard” kézikönyve volt. Johann Samuel Traugott: Schlei's Physikalisches Wörterbuch. Ez az óriási mű valóságos kincsesbányája a múlt század eleji fizikának. Aki a fizika történetével foglalkozni kíván és képet akar magának alkotni a század első felének fizikájáról, sehol sem talál jobb forrást, mint ezt. Gondolnivaló, milyen mohó érdeklődéssel forgatta Jedlik az évenként megjelenő köteteket.

Fontosnak tartottam megemlékezni Jedlik olvasmányairól, mert ez megdönti azt a naiv tétele, hogy Jedlik nem volt tisztában találmányai jelentőségével és inkább játszott, mint kutatott. Jedlik kora legképzettebb magyar természettudósa volt.

Előadásaira igen pontosan felkészült, s különösen a kísérleteket készítette elő nagy gonddal. Megmaradt egy kis, latin nyelven vezetett könyv, amit nyugodtan nevezhetünk tudományos naplónak is. Címe: „Kísérletek sorozata, melyet saját előadásaiiban való felhasználásra állított össze Jedlik Ányos Szent Benedek rendi tanár a győri kollégiumban 1829 évben.”

Érdekes, de szükséztávúsága miatt ma már nehezen érthető kísérletek leírását találjuk ebben a könyveskében. A hőjelenségeket még „hőtesteskék”-kel magyarázza. Ha ezektől az „inculus”-októl megfosztjuk a vizet — írja —, a víz megfagy. A fiatal Jedlik tehát a hőt még anyagi részecskékkal magyarázta. A párolgáskor keletkező lehűlésről azt tartotta, hogy „a gőzök keletkezésükkor hideget termelnek.”

Kísérletileg bemutatta a fájhő mérését és a hősugárzást.

31 különféle kísérlet leírását találjuk meg a füzetben a fénytánból. Tükrözést, fényelhajlást, polarizációt mutatott be. Csillámlemezek és hűtött üvegek fénytani sajátságait, melegítéssel rezgésbe hozott üvegek tulajdonságait és Newton színes gyűrűit mutatta be hallgatóinak.

Galvánárammal vizet bontott, bemutatta a sóoldatok vezetőképességét. Vékony higanyszálon átvezetett áram hatására a higany mozgásba jött, tehát elektromágneses jelenségeket is demonstrált, bár a szükséztávú leírásból nem tudjuk pontosan

elképzelni, miről lehetett szó a kísérlettel kapcsolatban?

Jedlik kéziratának tanulmányozásakor a mai fizikus sokszor szinte csak találgatni tud, hiszen annak a kornak problémái és főleg gondolkodásmódja már oly messze kerültek tőlünk, hogy csak igen hosszadalmas, mélyreható tanulmányokkal lehet sok kutatását megérteni.

Bizonyára csodálkoztak hallgatói, amikor a Volta-oszlop áramával drótot izzított.

Jedliknek diákkorában Czinár még békacombbal mutatta be a galvánáram jelenlétét, de ő maga már bemutatja a mágnesű viselkedését elektromos áram hatására. A pályája kezdetén levő fiatal fizikustanár ekkor olyan zseniális felismerésre ébredt, amellyel messze megelőzte korát.

A kör alakban elhelyezett vékony higany-szárlól megjegyezte, hogy „mercurius electro-magneticus redditus”, tehát a higany elektromos áram hatására mágnesessé válik.

1829-ben a következő, a fizika történetében korszakalkotó megfigyelését írta be a jelenték-telen külsejű könyvecskébe.

„Una drata electro-magnetica. circa aliam pariter electro-magneticam motum rotoricum continuum concipere potest”, vagyis hogy „egy elektromágneses drót, egy másik hasonlóan elektromágneses drót körül folytonos forgómozgásra képes?”

Ez a kis feljegyzés okmányyszerűen bizonyítja, hogy 1829-ben, az egész világon legelsőnek Jedlik Ányos mondotta ki az elektromágneses forgások lehetőségét és ezzel az elektromotorok alapelvét.

Mi lehetett az oka annak, hogy Jedlik ezt a felfedezését nem ismertette a tudós világ közvéleményével?

Két oka volt. Az egyik az, hogy a fiatal, vidéki tanár el sem tudta képzelni, hogy az ő primitív felszerelésével olyan felfedezésre bukkant, amit más, nagy nemzetek, korszerűen felszerelt laboratóriumaiban fel ne fedeztek volna. Másik ok pedig az volt, hogy a galvántelemek tökéletlensége, gyors polarizációja miatt nem látta gyakorlati hasznát a jelenségnek.

Nagy bánata volt, hogy Győrött magához hasonló érdeklődésű ember nem volt. Unokatestvére, rendi nevén Czuczor Gergely, nem volt természetkutató. Még leginkább tanártársával, Mann Emiliánnal barátkozott. Együtt gyalogolták be a város környékének vadvizes világát, a Bakony hegyeit, a Balaton vidékét. A politika sohasem érdekelt, kizárólag tanulmányainak élt.

1831-ig tartott győri tanársága. Ekkor a pozsonyi akadémia fizika-természettan-üzemeltetés tanára; Pásztéry András meghalt és helyére a helytartótanács megerősítésével Jedliket nevezték ki.

Bizonyára nem búcsúzott könnyen pályakezdése városától, Győrtől, ahol munkás, szép napokat, éveket töltött. Majd csak ötven év múlva került vissza a három folyó városába (így hívják

Győrt, valójában négy folyója van: Duna, Rába, Rábca, Marcal). Ifjúkori ismerősei közül akkor már senki sem volt életben.

Pozsonyban

A pozsonyi akadémia a nagyszombati egyetem utódaként maradt meg. 1777-ben az egyetemet Budára helyezték, ettől kezdve akadémiaként működött tovább ez a felsőoktatási intézmény, amit később, 1784-ben, Pozsonyba költöztettek. Felszereléséről ezt írta Jedlik egyik beadványában, hogy „...a legtöbb és hozzá a fizika mai fejlett állapotában éppen a legfontosabb eszközöknek a hiánya veszélyezteti a világosságot a magyarázatban, a munkakönnyítést a tanulásban”. Hiányzott a kémiai fülke — akkor konyhának mondták — s az előadóterem is igen sanyarú képet mutatott, egyszóval Jedliknek ismét magának kellett mindent előteremtenie, ha boldogulni, tanítani, kutatni akart.

A pozsonyi évek mégis hatalmas mértékben hatottak Jedlik szellemi fejlődésére. Nemcsak olvasott, tanult és kutatott, hanem sokat utazott is. A már említett Mann Emilián barátjával begyalogolták Európa országútjait. Batyujukat kicsiny, acélsövekből összeállított „szekérkén” húzták maguk után. A kocsit városok előtt szétzedték és az egésztest hátukra véve mentek be szálláshelyükre.

Feljegyzései szerint sok érdekes dolgot láttak útközben. Melkben az apátság híres ásványgyűjteményét tanulmányozták. A fizikus Jedliket minden érdekelt, ami a természet jelenségeivel összefügg. Linzben textilgyárat néztek meg és lóvasúton utaztak, csak azért, mert még ilyent nem láttak. Salzburgban Mayer professzor laboratóriumát fájó szívvel nézegette. A professzorról kicsit csipősen annyit jegyzett fel, hogy „kised emberke” de a teodolit, parabolikus tükör, légszivattyú és más készülékek igen megnyerték tetszését. Gmundenben sófőzőket, Kremsben a fizikai szertárt nézték meg részletesebben és így mentek városról városra. Útinaplóiból sok minden kiderül. *Jedlik nem száraz szakember, aki csak szakmája szűk keretei között érzi jól magát, hanem európai látókörű tudós már ekkor is. Érdekli a szépművészet, szépen zongorázik.*

1835-ben Bécsbe rándult, grafitkészítményeket akart vásárolni. Brunnbe utazva egy „gőzönnyel működő gázzal világított posztógyárat” látott és érdeklődéssel figyelte a hengerművek, vaskohók, gépgyárak berendezését. Messze elgyalogolt a hegyek közé, hogy egy erdei fadesztilláló üzemet megnézhesen. Útközben érdekes barlangokat járt be.

Drezdában „két Fraunhoferiánus tubus érdemlé meg a figyelmet” jegyezte fel, miközben szorongással tekingetett körül, mert útlelél nélkül járta Németországot.

Kissé talán hosszabb ideig időztünk Jedlik utazásainál, de szükségesnek tartottuk elmondani, mert Jedlik régi életrajzírói úgy emlékeztek meg róla, mint végtelen-

ségig szerény, szűklátókörű vidéki tanárról, akinek élıhetetlensége, gyakorlatiatlansága közismert. Szó sincs róla. Európai tudós. Aki eredeti írásai ba bepillant, egy érdeklődő, gyakorlatias modern embert ismer meg belőle. Szószaporító szórszállhasogatást hiába keresnénk nála.

Pozsonyban, mint akkor minden felsőoktatási intézményben, latinul tanítottak, s így ő is ezen a nyelven prelegált. A magyar nyelv ügye azonban igen a szíven feküdt. Megkezdett latin természet-tanát abbahagyta és egy nagyobb magyar nyelvű munka megírásába kezdett.

Későbbi kutatásai szempontjából nevezetes, hogy 1832-ben Bécsből „üvegvonalzó gépecské”-t vásárolt optikai rácsok készítéséhez.

Faraday 1831-ben fedezte fel az indukciót, egy 1838-ból való jegyzet már 8, saját összeállítású indukciós kísérletről számol be.

1837-ben az osztrák főiskolák számára acél-mágneses indukciós áramfejlesztőt rendelt a bécsi kormány. Jedlik addig kérvényezett, amíg a magyar intézetek 5 ilyen gépet kaptak. A kifejezetten kísérleti célokra szolgáló gép mágnes-törzse 5 hatalmas, erős acéllemezből kialakított patkó volt. Sarkai előtt tekercspár forgott. Ha kicserélték tekercseit, a termelt áram feszültségét változtatni lehetett. Jedlik kérésére úgy szállították a gépet, hogy a vékony és vastag drótból való tekercs egymásban helyezkedett el s így egy kapcsoló átfordításával lehetett a feszültséget megváltoztatni.

1831-ben a budapesti egyetem fizikai tan-székén a katedra megüresedett. Előbb Gróber Ferenc győri professzort nevezték ki, majd annak halála után 1835-ben pályázatot írtak ki a tan-székre.

13 jelölt pályázott. Írásbeli és szóbeli vizsgát kellett tenni. Az akkori viszonyokra jellemző, hogy egy ügyvéd is pályázott, noha fizikával soha nem foglalkozott, de jó előadó volt.

A reggeltől estig tartó írásbeli vizsgán a követ-kező tételeket kellett kidolgozni: 1. Rejtett és szabad hő. 2. A statikus elektromosság jelenségei. 3. Erők eredőjének meghatározása.

Ma túlságosan egyszerűnek tűnnek ezek a tételek, de ekkoriban így találták jónak. Jedlik — a mainál kétszerte nagyobb ívekből — 25 negyedívet írt tele. A bírálók az ő szereplését tartották legjobbnak és így, a hivatalos forma-ságok elintézése után 1837 novemberében a király kinevezte egyetemi tanárnak.

A pesti egyetemen

Jedlik egyetemi tanársága első napján a szertárban nézett körül. Mint kísérletező fizikust elsősorban az érdekelte, milyen eszközök vannak kéznél, mit tud bemutatni, mit kellene beszerezni?

A látvány, ami a szertárban fogadta, nem lehetett nagyon szívdertítő. Egyik beadványában ezt írta, „...hasz-talan és durva szerkezetű készülétekkel rakott szekrények mutogatása és szemlélése minden külföldi tudós jövevény-t honunk tudományi képzettségéről lealacsonyító elő-ítéletében csak megerősítendé és a magyar egyetemnek csak hírét-nevét kisebbítendé”.

A főhatóságok szűkmarkúságát ismerve, itt is elsősorban szerszámok és anyagok beszerzésére töreked-tett, nem ritkán saját zsebéből.

A viszonyokra jellemző, hogy 800 forint évi fizetése volt, ugyanakkor a világi tanárok 1200 forint fizetést kaptak.

Számlák, levelek, leltári jegyzékek és jegyző-könyvek bizonyítják, hogy készülékekért igen sokszor fizetett a sajátjából anélkül, hogy valaha megkapta volna a kifizetett összeget.

Lakása is zsúfolva volt könyvekkel, drótokkal, üvegekkel. Egész napját munkában töltötte, még sétára is alig engedett magának időt. Tanársegéde nem volt, de sokan jártak be laboratóriumába dolgozni, beszél-getni. Többször emlegeti tanítványát, Hamar Leó mér-nököt, aki szépen rajzolt és minden munkájában sokat segített. Később előkelő magántanítványai is voltak. Így Tisza Kálmán, Eötvös Loránd. Magánhallgatói számára külön előadássorozatot tartott, ennek emléket őrizi az „Examina privata e Physica” című jegyzete.

Jegyzeteiben igen gyakran latinul írt, de a pesti egyetemen kezdettől fogva magyarul adott elő.

„*Honi nyelven szólok azért, hogy mindenkit. akinek ezt sajátjává tenni feleslegesnek látszott, emlékeztessenek, miszerint már nem elégséges csak szűlési hely tekintetéből magát magyarnak vallani, hanem nyelv tekintetéből is történendő magyarosodás a jelenkor szelleme által kérlelhetetlenül szorgalmaz-tatik*”.

Különösnek tűnik fel, hogy fizika mellett kémiát is tanított. Ezt írja a Súlyos testek termé-szettana című, 1850-ben megjelent: 544 oldalas könyvének előszavában:

„...a legszorosabb értelemben vett természet-tan kellő felfoghatására elkerülhetetlenül szükséges vegytani ismeretek előadásával sem az egyetem bölcészeti karánál, sem egyéb főiskoláknál ekko-ráig különös tanár nem foglalkozik... ezen egymástól annyira elvű tanulmányoknak (ti. a fizikának és kémiának) a természettan tárgyalásával akképi összeolvasztására, miként avval mintegy nélkülözhetetlen kapcsolatban jelenjenek meg, fordít-am különösen figyelmemet...”

A mechanikát tárgyaló könyvben mintegy 90 oldal foglalkozik kémiával. Ma már tudjuk, hogy a kémia és fizika alapjelenségeikben alig választhatók el egymástól (gondoljunk az atom-fizikára, kvantummechanikára), de napjainkban külön tanszékek sora foglalkozik a fizikával és kémiával.

Mindezt Jedlik egyedül látta el.

A nyelvújítás sok furcsa szót vitt be a tudo-mányba. Ezek egy része elenyészett (Saturnus= Övönc; trapéz=ferdény; interferencia=fénytor-lat; dinitrogénoxid=kéjgáz; bróm=büzény stb.), de sok megmaradt. Huzal, horgany, higany stb. Jedlik is alkotott néhány magyar műszót: delejzár-zárávas; dugattyú (régebben „köldök”-nek nevezték), hanglebegés, hátrány, lejt mérés, nyomaték, osztógép, tolattyú, vetület, villamszedő, zöngé stb.

A 48-as márciusi események idején ő volt a dékán. Az ifjúságot alig lehetett a tantermekben megtartani, de az ő kísérleti óráin majdnem hiánytalanul bent szorongott minden tanuló.

Túlságosan hosszúra nyúlna a 48–49-es események részletezése s azért csak annyit, hogy Jedliket, mivel a rendet és nyugalmat, az előadások zavartalanosságát fenn akarta tartani, sok méltánytalan támadás érte. Az ifjúság szerette. Számtalan hálálkodó levél maradt vissza hagyatékában, melyeknek írói az elengedett vizsgadíjakért mondtak köszönetet, vagy a segélyért, amit Jedlik zsebéből kaptak.

Természetesen ellenségei — főleg irigyei — is voltak. Ezek kivitték, hogy egy Gelenczey nevű jelentéktelen egyént (pénzügyminisztériumi titkár volt) küldtek a nyakára azzal, hogy a hallgatóság döntse el, kihez akar járni? Nagyobb nyomaték kedvéért egy bérgyilkost is küldtek lakására, de annak kezéből Jedlik kiütötte a pisztolyt (igen erős ember volt Jedlik) és kipenderítette az utcára.

Jedlik régi családi kapcsolatait jellemzik a következő sorok. Bátyja írta neki, mikor hallotta, hogy támadják. „...ha zsege korunkat testvéri szeretetben el éltük, hátralévő kevés napjainkat elagott korunkban, miért ne élhetnénk el, meg elégedve sorsunkkal, mert bizonyossá teszek abban, hogy akár mire kerüljön sorod, de ha kintelenítész haza jönni, mindenkor tsendes, és tisztas élet módra számíthatsz házuknál, mert mezei gazdaságunk oly biztos alapokra vagyon fektetve, hogy azok tellyes bizodalmat gerjesztenek szívünkben, ezért ne aggódj semmin, nyugodt kebelrel nézz a jövő elébe.”

Jedlik helyén maradt és tovább dolgozott. Amikor a háború szele Pestig ért, beállt nemzetőrnek. Saját pénzen egyenruhát, puskaport és „kapslikat” vásárolt (kapszli vagy gyutacs az akkori legmodernebb puskákhoz kellett, Jedlik tehát szép pénzt adott ki egy modern fegyverért).

Éjszakánként strázsált, majd sáncmunkákban vett részt és mindaddig végezte ezt hazafiúi kötelességérzetből, amíg a honvédséget fel nem állították és csak akkor hagyta el Pestet, amikor már látta, hogy hadsereg áll szemben az ellenséggel.

1849-ben, amikor Hentzi lövette Pestet, a szertár értékes műszereit lehordta — egyedül — a pincébe. Ugyanakkor a szétrombolt gellérthegyi csillagda műszereit is átmentette Pestre. (Majdnem bajba került miattuk. Egy részük a gellérthegyi népi csillagdában, az Urániában látható.)

Világos után megalázó igazolási tárgyalásokon kellett részt venni. Nagynehezen igazolták, de unokaöccsét, Czuczor Gergelyt, a Riadó szerzőjét 6 évi várfogságra ítélték és elhurcolták Kufsteinbe.

A szabadságharc után egyhangú, munkával teli évek következtek. Ezek az évek a magyar kísérletező fizikatanítás és kutatás igen szép esztendei.

Jedlik Ányos alkotásai

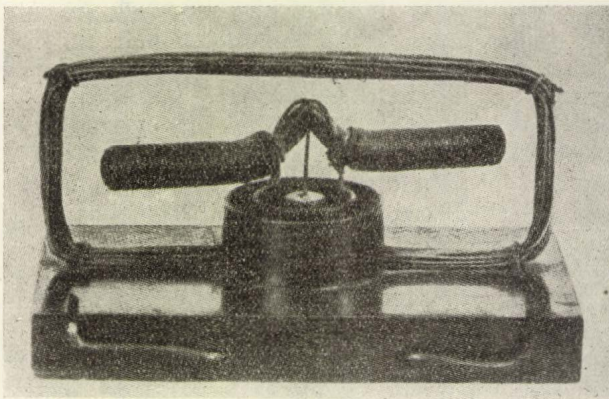
Jedlik 53 évig működött mint tanár s mint kísérletező fizikus. Nyugalombavonulása után is még közel két évtizeden át szakadatlanul dolgozott. 76 találmányát, újítását, javítását, önálló szerkesztését tartjuk számon és 40 irodalmi dolgozatáról tudunk.

Az elektromotor

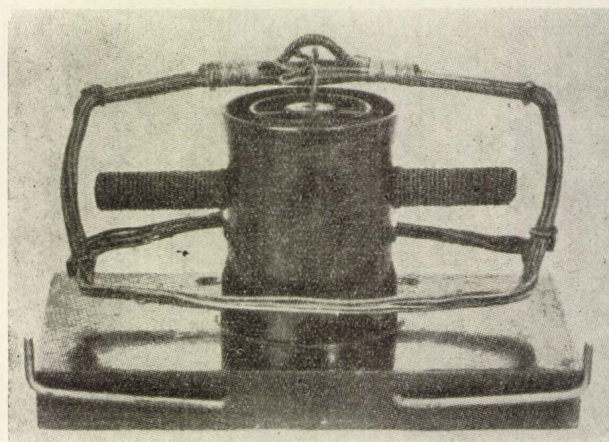
Láttuk, hogy 1829-ben, kezdő tanár korában, felismerte az elektromágneses forgások lehetőségét.

1830-ban szerkesztette meg és állította össze először „forgonyát”, az első elektromotort.

Ennél a motornál a „sokszorozó” tekercs belsejében felfüggesztett elektromágnes forog. Az áram ki és bekapcsolása, a forgórészbe való bevezetése, a gép középső részén levő higanyvályúkon keresztül történik érintkezőtűk segítségével. (L. 2. és 3. ábrát.)



2. ábra. Jedlik „villamdelejes forgony”-a 1830-ból



3. ábra. Jedlik „sokszorozó forgony”-a 1830-ból

1830-ban történt az első motor megindítása Győrött, az akadémiai előadás előtti tízpercben. A munkában elmerült tanár akkor kapcsolta be a galvántelegy áramát a „forgony” csavarjaihoz, amikor megszólalt a csengő. A forgórész megindult, pörögni kezdett.

Kegyetlen dilemmája a kötelességtudó tanárnak és kutatónak. Menjen? Maradjon?

Ment. Otthagytá a készüléket az asztalon és bement órára. El tudjuk képzelni, hogy ez volt élete leghosszabb órája, de kitartott vitézül és az óráról visszatérve, boldogan látta, hogy a motor működik.

Három évvel később, 1833-ban Ritchie Vilmos londoni egyetemi tanár szerkesztett függőleges tengely körül forgó tekercset. Őt tekintik a villamosmotor feltalálójának.

Nemsokára már gyakorlati próbálkozások is történtek. Jacobi orosz mérnök az orosz cártól ajándékba kapott 320 darab Grove elemmel lapátkerekes csónakot működtetett, amely a Néván a víz folyásával szemben haladt.

A külföldi hírek hallatára Jedlik nem kisebb dolgot szerkesztett, mint — villamos gépkocsit.

A gépkocsi modellje ma is megvan és a ráhelyezett autóakkumulátorral valóban megy.

Érdekes, hogy Jedlik villamos gépeinek csapágyaiban a súrlódás csökkentésére „dörzsellenes kerek”-et használt. A tengelyek vékony korongokra támaszkodtak csapágy helyett. Ilyen megoldást csak a XVIII. században szerkesztett híres Harrison-féle tengerészórákban, kronométerekben lehetett látni, erő és munkagépben nem. Valószínű tehát, hogy a gördülőcsapágyat ő alkalmazta először Magyarországon.

1840-ben „delej mozgony”-t tervezett, villamos vontatómozdonyt. Villamosmozdonyt Magyarországon 1840-ben, amikor még a gőzmozdony is technikai csodának számított Európában, hiszen csak 1825-ben indult meg az első gőzvasút Angliában.

A mozdony tervei, számításai elkészültek, sőt a mozdony is. Mi lett vele? Nem tudni, valószínűleg szétszedte és alkatrészeit felhasználta. Egyébként a saját teleppel hosszú időn át működő elektromos gépkocsi és mozdony máig megoldatlan probléma.

Tervezett egy egészen sajátos, „villamos turbiná”-nak nevezhető gépet. Kör alakú elektromágnes belső üregében futott volna körben egy vasmag. Csak terve és leírása készült el. (Csak napjainkban alkalmazzák ezt az elvet a körszövgépeknél.)

Jedlik később a forgonyokat rácsosztógép és kábelszigetelőgép hajtására használta fel, hasznos munkát végzett vele.

A motor ébresztette rá Jedliket arra, hogy az elektromosság csak akkor válik igazán az ember segítőtársává, ha olyan berendezést készít, amely egyenletes, erős áramot ad hosszú időn át. Két út állt nyitva. Galvánelemekkel kémiai energia árán, vagy pedig indukcióval, mechanikai munkával. Mindegyik út évtizedes kutatási programot jelentett számára.

Szódavízgyártás

A Jedlik élettétlenségéről, túlzott szerénységéről felkapott legendát számos találmányának gyakorlati, üzleti érvényesítése élenként megcáfolja. Így például, mikor a szódavíz gyártását feltalálta, üzletileg is értékesítette, bár nem a saját hasznára.

Kezdő győri tanár korában sokat foglalkozott ásványvizekkel. A víz szállítása, drágasága miatt akkoriban a palackozott ásványvíz igen ritka orvosság volt, a nagyvárosok kútjainak szennyezettsége miatt azonban nem volt tanácsos forralatlan víz fogyasztása, ezért sokat kísérleteztek mesterséges ásványvizekkel.

Jedlik első kísérleteinél kényakú Woulf-palackban széndioxidot fejlesztett és a gázt zárt rézedényben, jeges vízben fogta fel. A szulfátos ásványvizek ízét úgy utánozta, hogy a vízbe kevés szódát tett. A gázfejlesztőből átfutott kénsavcseppek a szódával glaubersót képeztek. Az így készült víz üdítő, kellemes ízű volt.

A laboratóriumi kísérlettől csak egy lépést kellett tenni az ipari alkalmazásig.

1841-ben a Magyar Orvosok és Természetvizsgálók ülésein Tognio Lajos orvosprofesszor ismertette a mesterséges ásványvízkészítés módját, ami abból állott, hogy két részre osztott pohárból szódabikarbonát és borkósav oldatát egyszerre kellett kiinni és a két folyadék a szájban egyesült és pezsgő elegyet képezve jutott a gyomorba.

Az ülésen Jedlik felállt és közölte, hogy ő már nagyban tud ilyent előállítani, csak el kell hozatni Pozsonyból a készüléket. A legközelebbi ülésen — szeptember 6-án — azután a társaság ebédjéhez Jedlik-féle savanyúvizet szolgáltak fel.

A leírás szerint a készülékben fahamut és kénsavat egyesítettek és a keletkezett széndioxidot szódabikarbonátos vízbe vezették. A vízbe még más ásványi sókat is lehetett tenni, aszerint, milyen vizet akartak utánozni.

A készüléket a Zeitschrift für Physik und Mathematik c. folyóiratban ismertette. (4. ábra.)

Később megnagyobbította a berendezést és 2, majd 3 munkással iparszerűen kezdett savanyúvizet gyártani. Első évben 760 forint, majd 887 forint tiszta nyeresége volt, amikor egyetemi tanári fizetése nem haladta meg az évi 800 forintot.

Egyáltalán nem volt tehát élethetetlen, tudott pénzt előteremteni találmányaiból, ha akart. Az ipart mégsem folytatta tovább, hanem átadta unokaöccsének, Szabó Alajosnak. Nem kívánt üzlettel foglalkozni s a nyereségről is lemondott. A tudományos foglalkozást és függetlenséget többre becsülte a pénznel.

Galvánelemek

A mai fizikus, legyen kutató vagy előadó tanár, ha elektromos árammal akar kísérletezni, kapcsolótáblájáról tetszés szerinti feszültségű egyen- vagy váltóáramot kaphat.

Jedliknek nehézkes galvánelemeket kellett összekapcsolni, esetleg egy tanulóval vagy pedellussal az acélmágneses áramfejlesztőt forgatgatni.

A polarizáció miatt a galvánelem vagy battéria csak rövid ideig ad áramot. Az elemszerkesztők legfőbb feladata tehát a polarizáció elhárítása vagy lehetőleg felhasználása volt. A feladat nem könnyű.

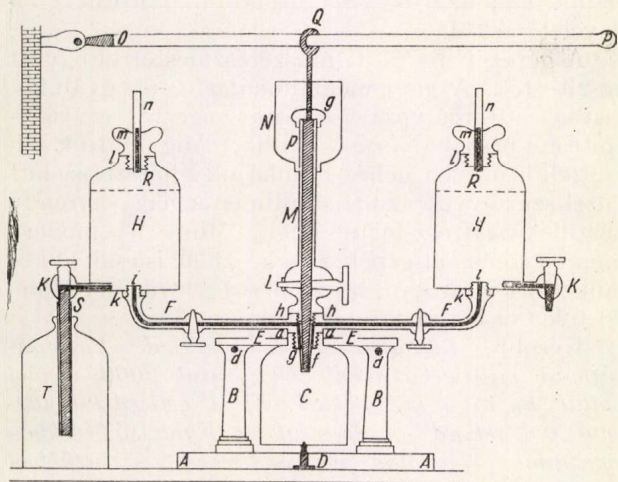
Először a már meglévő Daniell-elemeket próbálta tökéletesíteni. Agyaghengerben rézgálic-oldat volt, ebbe rézelektrod merült. Az agyaghenger kénsavoldatban helyezkedett el.

Jedlik rendkívül vékonyfalú agyagcellákat készített, azért, hogy belső ellenállását csökkentse; ezután a Grove-elemekben próbált platina, majd

szénelektrodát használni. Az agyagcellába savat öntött, ebbe platinalemezt sülyesztett. Az egész kénsavoldatban állott, amibe még cinkhengert állított.

A mai embert már alig érdekelheti az a küzdelem, amely évtizedeken át folyt az elemek körül. Izgalmas epizódokban ez a kutatás sem szegény.

Valóságos keramikussá képezte magát Jedlik ez alatt a munka alatt. Agyagcellákat, szénleme-



4. ábra. A szódavízgyártó készülék

zeket gyúrt, formázott, égetett. Végül az ún. „villamos papír” vált be legjobban. Salétromsavval nitrált papír — nitrocellulóze — cellákat készített. A szénlemezeket a Nemzeti Színház nagy kályhájában égette ki.

Sok munka eredményeül kitűnő papírcellás elemeket kapott. Ezeket tanítványa, Hamar Leó és egy másik barátja Párizsba is kivitték a világkiállításra. Sajnos, az edények útközben összetörttek.

„Pesti Társaság” néven kereskedelmi egyesületet alapítottak és a Kerepesi úton levő műhelyben szabályszerű gyártáshoz fogtak. A párizsi telepek a kiállításon bronzérmeket nyertek, annak dacára, hogy csak pár percig működtek. (Amíg az elemfolyadék ki nem csurgott.) A kereskedelmi vállalkozás nem sikerült, pedig még azzal is megpróbálkoztak, hogy az alkatrészeket Pesten készítsék és a telepeket Párizsban állítsák össze.

A vállalkozás likvidálására Jedlik kiutazott Párizsba. Ha mint pénzkereset nem volt is szerencsés a próbálkozás, mindenesetre élénken bizonyítja, hogy Jedlik egyáltalán nem volt élhetetlen, túlszerű. Nem rajta múlt, hogy találmányairól lassankint megfeledkezett a világ.

Villamfesztők

A statikus elektromosság tanulmányozásához a kezdetleges dörzselektromos és megosztógépeken kívül csak a leydeni palack, a Franklin-tábla és a bodzabélgolyók voltak kéznél a laboratóriumokban. Jedlik számos villamosgépet szerkesztett, egy egészen nagyot már 80 éves korában Győrött,

de ez a gép, melynek minden részletét nem ismerjük, elkallódott. Egészen érdekesek azonban a Jedlik-féle palackláncolat és a csöves villámszedő.

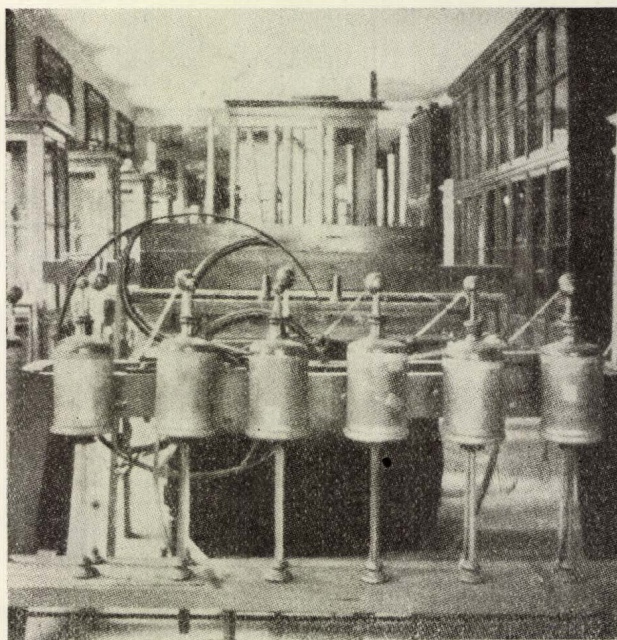
Olyan sűrítőkből összeállított telepet — üteget — akart készíteni, amivel hosszú és vastag szikrákat tud előállítani. Gondolata rendkívül szellemes és eredeti.

Elgondolása szerint a leydeni palackok sorozatát úgy kapcsolta össze, hogy a külső fegyverzetek voltak összekapcsolva a töltés alatt (ugyanúgy a belsők is egymással). Amikor már az egyes palackok feltöltődtek, egy szerkezettel egymásután kapcsolta a palackokat. Így az egyes palackok feszültsége összeadódott és hatalmas szikra keletkezett. (5. ábra.)

Az ily módon készült „palackláncolat” félelmetes, vastag szikrát adott, nagy dörrenéssel ütötte át a vastag üveglemezt.

A palackláncolatnál feltöltés közben előfordult átütés és azért egy biztonsági szikraközt szerelt fel, amelyen át a telep kisülhetett, ha a feszültség veszedelmesen megnövekedett.

A feszültséget már csak úgy tudta volna növelni, ha nagyobb palackokat vesz. Ez az út nem járható. Ezért vasreszelékekkel megtöltött üvegcsöveket fogott kötegbe. A csöveket staniolborítás fedte s így tulajdonképpen hosszú, vékony leydeni palackok voltak nyalábszerűen összeállítva.



5. ábra. Jedlik-féle palackláncolat a budapesti Tudományegyetem szertárában

A „csöves villámszedők”-kel 90 centiméteres szikrákat kapott. A bécsi világkiállítás közönsége — 1873-ban — állandóan a gép körül tolongott, élvezték a menydörögve átugró félelmetes szikrákat.

A készülékekről több folyóiratba írt cikket és elküldte a leírást Poggenendorffnak is Berlinbe, hogy folyóiratában közölje.

Poggendorf azonban nem közölte a cikket. Ehelyett kioktatta Jedliket arról, hogy találmánya nem új, illet már ő maga is — Poggendorff — készített. Szó, ami szó, nem hitte el Jedlik eredményeit.

Feljegyezték Jedlikről, hogy végtelen türelmű, de néha indulatbajjövő természetű ember volt. Sajnos, ez a szerkesztői önkény annyira felbosszantotta, hogy elállt attól, hogy készülékét máshol ismertesse.

Összes alkotásai közül a villamfeszítőket szerette legjobban. Tanítványával, Eötvös Loránddal is annyira megkedveltette, hogy 1880-ban Eötvös „Adatok az electro-statica elméletéhez” címen akadémiai székfoglalót tartott s ebben a villamfeszítők elméletével foglalkozott.

Nyugdíjazása után, ha Pesten járt, mindig bement régi intézetébe és akkor roppant élvezettel hozta működésbe ezeket az alkotásait.

A villamfeszítők működésének alapelve ugyanaz, mint a huszadik század atomfizikai eszközei, a lökésenerátoroké. Ezek a hatalmas részecskegyorsító berendezések ugyanúgy működnek, mint a palackláncolat vagy csöves villámszedő. Jedlikről persze nem tud a világ.

Nagy kár, hogy Jedlik annyira a szívére vette Poggendorff elutasítását, mert később ez a sértődése volt az oka annak, hogy a még merészebb, még újabb találmányát, a dinamógépet sem ismertette.

Az osztógép

Jedlik nem volt elméleti fizikus. Nem szerette a bizonytalan feltevéseket; ő maga távol állt attól, hogy elméleteket alkosson. A matematikát, geometriát felhasználta előadásaiban, kutatásaiban, de csak olyan mértékben, amennyire okvetlen szükséges. Jegyzeteiből, könyveiből azt látjuk, hogy kora matematikai és egyéb elméleti ismereteit teljes mértékben bírta, de bölcsebbnek látta úgy eljárni, hogy az orvos-, gyógyszerész-, tanár- és mérnökjelölteket inkább a fizikai gondolkodásra tanítsa meg, elsősorban kísérletekkel, s természeti jelenségek alapos megértésével, mint hosszadalmas matematikai levezetésekkel. *Sok középiskolai tankönyv írója ma is példát vehetne róla.*

Később, pályája végén ezért sokan támadták olyanok, akik, mint egyik életrajzírója találóan megjegyezte, az övéig sem értek.

Fénytani készülékei közül a rácsosztógép emelkedik ki legjobban. Ez a szerszámgépautomata a legkényesebb, legfinomabb optikai készülék, a fénytani rács tömeggyártására alkalmas és, ha egy szerencsétlen véletlen közbe nem jön, világhírt és vagyont adott volna neki.

Jedlik idejében már voltak rácsosztógépek, de nehézkesen, fáradtságos kézimunkával kellett dolgozni, lehetett velük egy-egy rácsot készíteni, de nem gyártani.

21 éven át dolgozott Jedlik a rácsosztógépen. A finommechanika valóságos remekműve ez a szerkezet. Lényege az, hogy egy befogott üveglemezre gyémántcsúccsal karcolást húz, majd a tú

felemelkedik és visszamegy eredeti helyzetébe. Közben egy osztásnyit elmozdul egymáshoz képest az üveg és a gyémántcsúcs.

Megfelelő alkatrészek cserélésével spirális vonalak, sakktábla- vagy parkettszerű mintázást lehet vele készíteni.

A vonalsűrűséget kiváltható osztófejek segítségével lehet változtatni. A gépet kézierővel vagy villamosmotorral lehet működtetni. Már Jedlik idejében is villamosmotor hajtotta, felügyelet nélkül.

A gépet Nuss pesti műszerésmesterrel együtt készítették. A gépi megmunkálást — gyalulás, marás, esztergályozás — Nuss végezte, az összeépítést, besabályozást Jedlik. Alig tudjuk elképzelni, milyen nehéz munkájuk lehetett, ezelőtt közel száz évvel, az ezredmilliméter nagyságrendű készülékalkatrész-méreteknél. Mint a modern műszer-szerszám-gépek, ez a készülék is csak akkor működött pontosan, ha a helyiség levegőjét előbb 20 fok Celsius-ra temperálták.

Később, különféle módosításokkal Pannonthalmán milliméterenként több mint 2000 vonást tudtak húzni a készülékkel. Ezzel évtizedekig tartotta a „rekord”-ot és csak a legutolsó években gyártanak — külön megrendelésre — sűrűbben vonalozott üvegeket.

Tragikus sors, hogy ez a tökéletes szerszám-automata még Jedlik idejében tönkrement. A gépbe mészpor hullott és Jedlik — ebben a tekintetben tényleg naiv volt — rábízta egy vándor mechanikusra a kitisztítást. A legény szétszedte a készüléket, azután látva, hogy nem tudja összeállítani, megszökött.

Jedliknek nem volt lelkiereje újból hozzáfogni a hónapokig tartó besabályozáshoz, az egészet egy ládába rakta. Érdeklődése másfelé fordult, a láda két évtizedig érintetlenül maradt. Kár, mert anyagilag is súlyos veszteséget jelentett, hiszen a számlák és egyéb okmányok szerint 1863-ig mintegy nyolcezer aranykoronájába került, amit teljes egészében saját zsebéből fizetett. Ezért is maradt a gép tulajdonában. Ha nagy is az összeg, optikai rácsok készítésével játszva megkereshette volna vele kiadásait, hiszen néhány darab kísérletileg készített üveglemezért 540 forintot kapott.

1863-tól 1884-ig hevert a gép. Ekkor Palatin Gergely főiskolai tanár elkérte Jedlikről és három évi munkával összeállította. 1887-ben újból megindult. 1927-ben Palatin szétszedte, de mielőtt összerakta volna, meghalt. 1936-ban Tóth Aladár főiskolai tanár újból összerakta.

Jelenleg az Iparművészeti Múzeum épületében a Műszaki Emlékeket Gyűjtő Csoport múzeumában van, egyéb megmaradt Jedlik- emlékekkel együtt várva a felállítandó magyar technikai múzeumban való elhelyezését.

A dinamógép

Azt mondhatnók, nem volt nehéz Jedliknek belátni, hogy a galvánelemekkel való nagyüzemi elektromos energiatermelés aligha fog célra vezetni.

Mégis azt kell mondani, bizony nehéz volt ezt belátni. Az elemekkel való ipari áramtermelés sokáig kísértett. Verne Gyula a század második felében írt rendkívül érdekes és tanulságos regényében például a Nautilus bűvárhajót elemek hajtják.

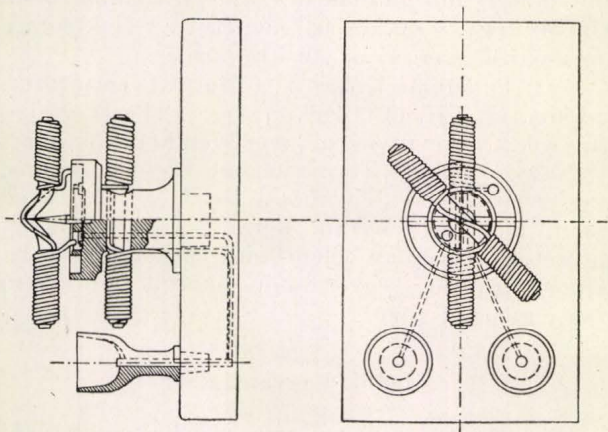
Sok munka, sok balsiker erősítette meg Jedliket feltevésében, hogy mégis mechanikai munka árán kell villamos energiát termelni.

Acélmágneses áramfejlesztője már pozsonyi tanár korában volt, de acélmágneses géppel nem lehet nagyobb áramfeszültséget és erősséget elérni.

Kísérleteit egy ma már nehezen érthető, sajátos irányban, az egysarki villamindítás irányában kezdte meg. Faraday figyelte meg, hogy ha acélmágnes sarkai között vörösrézlap forog, a rézlapban áram indul meg. Ha a tengelyhez és a rézkorong pereméhez áramszedő kapcsolódik, áram szedhető le a korongról. Ezeket a gépeket homopolárisnak nevezték azért, mert az egymással szemben fekvő két mágnessarok hatása mindig ugyanaz. Később unipolárisnak nevezték el őket.

Az egysarki gépeknél — elvileg — erős, nagyfeszültségű áramot lehet leszedni a nyugvórészből szikrázás nélkül. Ezért gondolt Jedlik arra, hogy egysarki gépet szerkeszt.

A gondolat minden eredetisége és modernsége mellett sem volt szerencsés. Rézhengerrel körülvett mágnesrudak, dróttekerccsel körülvett mágnes stb. szerepelnek terveiben, de egyikkel sem volt megelégedve.



6. ábra. Villamdelejes forgony

Az 1856 és 1858 közötti időből megmaradt egy 11 ívnyi terjedelmű kézirat „Elektromágneses és elektrodinamikus készülékek terve, Jedlik professzor szerkesztette és Jakwitz, valamint Csomortani és János mechanikusok nagyrészt kiviteleztek Nuss-nál”. Legérdekesebb két „villamdelejes forgony” (6. ábra) terve s egy másik rajzon „Egysarki delejvillanyoszlop, feszültséggel bíró”.

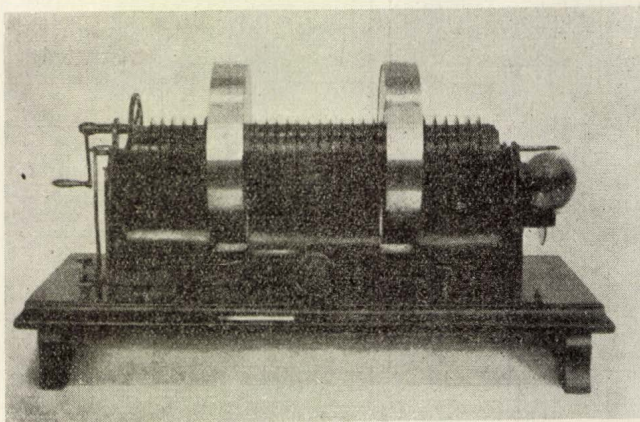
Végül 1856-ban írta le a következőket.

„Mi történék, ha a netán jelentékeny villanyfolyam mielőtt más célra használtatnék, a delejek körül elhelyezett tekercsken, végigvezettetnék? Ha ez a delejek eredőjét öregbítené, akkor a villany-

folyam is erősítenék, miáltal a delejek ismét erősebbekké téletnének, ezek pedig ismét erősebb villanyfolyamot adandanának és így tovább, bizonyos határig.”

Íme a dinamóelv klasszikus megfogalmazása.

Az elv alapján 1859 novemberére elkészült Nuss mester műhelyében a készülék, a híres „Unipolár induktor.” (7. ábra.)



7. ábra. Jedlik dinamója

A szertári leltárba a gépet csak 1861-ben vették be. Ennek az volt az oka, hogy az egészet Jedlik saját zsebéből „finanszírozta” s csak akkor jegyezte be a leltárba, mikor már nagynehezen megkapta az „ellátmány”-t.

A dinamót a megmaradt jegyzetek szerint az Akadémián akarta előadás kíséretében bemutatni. A „Tartandó előadások a Tudományos Akadémia előtt” című kéziratcsomóban van egy előadástervezet „Villanyerőszereti gépek tüneményei — háromszor”.

Három előadást tervezett tehát, de egyiket sem tartotta meg, folyóirataikkat sem írt róla.

Hallgatásának kétségkívül legfőbb oka a Poggendorffal szemben érzett haragja volt. Biztosra vette, hogy a villamfeszítőnél nagyobb jelentőségű találmány leírását a szerkesztő ismét elutasítja.

Másik ok is volt, amiért egyelőre hallgatott. A Jedlik-féle gép gyenge áramot adott. Úgy gondolta, addig javítgatja, amíg iparilag használható géppé alakítja. Nem gondolhatott arra, hogy az egysarki villamindítás még száz év múlva is a megoldatlan problémák közé fog tartozni.

1905-ben Amerikában megpróbálták a gondolatot megvalósítani. Gőzturbinával hajtották a Jedlik-től elsőnek alkalmazott nagyméretű „réztok”-ot s a gép 500 voltal 300 kilowattnyi energiát termelt, tehát viszonylag keveset.

A dinamógépet a kettős T-armatúrával, tudományos kutatómunka eredményeként 1866-ban Siemens Werner német feltaláló és gyáros készítette el iparilag használható kivitelben.

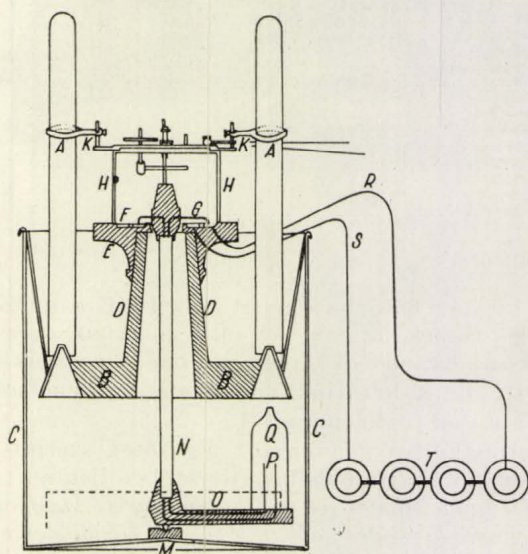
Mint minden nagy találmány, a dinamógép körül is sok vita folyt a feltalálás elsőbbségeért. Németek, angolok, franciák jelentkeztek. Jedlik nem próbálta meg jogait érvényesíteni. Végeredményben, ezt meg kell mondanunk, a fel-

találás dicsősége joggal azt illeti meg, aki a nyilvánosságnak jó, használható találmányt ad. Ebbe nekünk, magyaroknak bele kell nyugodnunk.

A második világháború előtt tárgyalások folytak a müncheni Deutsches Museum vezetésével arról, hogy a múzeum elektrotechnikai díszterme részére, a Déry—Bláthy—Zipernovszky magyar transzformátor mellé, Jedlik dinamómodelljét is kiállítják. Ferenczy Viktor győri fizikustanár készítette volna el a gép másolatát. Sajnos, Ferenczy élete delén meghalt s így a gondolat nem vált valóra.

Egyéb találmányok

Nehéz lenne egy rövid dolgozat keretében ismertetni Jedlik minden találmányát, újítását, azért csak a legérdekesebbeket soroljuk fel.



8. ábra. Elektrolitikus árammérő

1862-ben kitűnő higanyos légszivattyút szerkesztett. Olyan „rezgési készülék”-et konstruált, amellyel bonyolult — Lissajous-féle — rajzokat lehetett készíteni s a hullámmozgás mechanikáját tanulmányozni. A bankjegyek rajzolásánál használják, utánozhatatlan görbék rajzolására. Kitűnő árammérő-készüléket készített. (Lásd 8. ábrát.) [Elektrolitikus forgó árammérő.] Az osztógéphez kardanikus elrendezésű csavartokat tervezett és készített. Fénytani rácsok készítésénél szükséges üvegbevonatot és marófolyadékot állított össze. Az interferencia bemutatására tükrőpárt talált fel. A fénytalálkozás jelenségét Nicholson 1894-ben mutatta be kettős hasábbal, ő 1865-ben szerkesztett ilyent. Mangánszuperoxidos ólomakkumulátora és transzformátoros ívfényvilágítási rendszere messze megelőzte korát. Ívlámpaszabályozót, motoros áramíró, önműködő feszültség szabályozót, nagy teljesítményű szikrainduktort és hatalmas statikus elektromos gépet szerkesztett.

Okvetlen szólni kell az ún. „győri dinamó”-ról.

Ezt a különös szerkezetű gépet a nyugalom győri évei alatt tervezte és részben el is készí-

tette. Érdekes elképzelése szerint a gép különféle feszültségű egyen- és váltakozó áramot szolgáltatott volna.

A jegyzetek alapján tudtunk erről a gépről és hosszas keresés után sikerült is azt megtalálni. A Természet és Társadalom 1954 októberi számában részletesen ismertettem a készüléket. Szerencsére lefényképeztem az alkatrészeket és közöltem a gép forgórészének valószínű kapcsolási rajzát is.

Azért mondom szerencsére, mert a gépet egyéb Jedlik-relikviákkal együtt, hivatalos nagypecsétes írás felmutatásával Budapestre hozták. A nemzeti kincsnek számítót, pótolhatatlan technikatörténeti ereklyéket azután a Vajdahunyadvár egy zugában sikerült újból felkutatni. Sajnos, a győri dinamó forgórészének nyomaveszett.

Igaz, a győri dinamó sohasem járt, megindítani már nem tudta az agg feltaláló, de mint elképzelés egészen eredeti ötlet volt a XIX. század utolsó éveiben.

Irodalmi működése

Sok cikke jelent meg a Magyar Orvosok és Természetvizsgálók Nagy-gyűlésének Munkálatai című kiadványban. 14 értekezést írt a szénsavas vizekről, palackláncolatokról, csöves villamszedőkről, rezgési készülékekről stb. Nagyméretű, szép ábrái, világos nyomása van ezeknek a cikkeknek, olvasásuk érdekes tudománytörténeti tanulmány.

Számos népszerű hírlapi cikket is írt, természet-tudományi mozgalmakról, a spiritizmus ellen stb. Mintegy 5 cikket írt németül az elektromos forgásokról, szénsavas vizekről stb.

Az Akadémiai Értesítő, a Magyar Természet-tudományi Társulat Évkönyvei, a Pesti Napló stb. sok tudományos népszerű cikket hozták.

Nagy könyve a Természet-tan Elemei. Sajnos, csak első kötete, a *Súlyos testek természet-tana* jelent meg. A fénytán, hőtan csak litografált jegyzetek alakjában jelent meg. E sorok írásáig, sajnos, egyetlen egyet sem sikerült felkutatni ezen jegyzetek közül.

Jedlik hagyatéka

Mi történt Jedlik tudományos hagyatékával? Sajnos, nem sok jót lehet mondani.

Az egyetemen maradt készülékei közül a csöves villamszedők és a palackláncolat 1945-ig épségben megvolt. Én magam is lefényképeztem a palackláncolatot, a kép meg is jelent. Sajnos, 1945 után az újjáépítés során egy építkezési állvány rádőlt a láncolatokra és azok pozdorjává zúzódtak.

A dinamógép és rezgési készülék az egyetemen teljes épségben megmaradt.

A győri dinamó sorsát elmondottuk. Megmaradt az elemek egy része is, de ezek az ideodahurcolás során elkallódtak. Motorjai — forgonyai — részben megmaradtak a villamos gépkocsival és osztógéppel együtt. Ezeket a Műszaki Emlékeket Gyűjtő Csoport őrzi.

Hihetetlen tömegű kézirat maradt hátra Jedlik-től. Ennek a nagy halom magyar, latin, német nyelvű nehezen olvasható kézírathagyatékának a feldolgozását Jedlik katedrájának kései örököse, Ferenczy Viktor fizikustanár vállalta el. Négy esztendő telt a kéziratok tanulmányozásával. Lapról lapra végigolvasta és végigkísérletezte Jedlik szellemi hagyatékát. Hihetetlen szorgalommal és hozzáértéssel, az ügy iránti szeretettel végezte munkáját. A munkáról a győri gimnázium Értesítőjében „*Jedlik Ányos István élete és alkotásai*” címen számolt be, négy iskolaéven keresztül. A különnyomatok együttvéve hatalmas kötetet képeznek, ennél alaposabb munka magyar természettudósról még nem készült.

Meg kell emlékeznünk a hatalmas mű írójáról, Ferenczy Viktorról. Annál szívesebben teszem ezt, mert diákkoromban tanárom volt és tőle tanultam meg a természettudományok, elsősorban a fizika szeretetét. Sopronban született 1894-ben. Tanulmányai elvégzése után a győri gimnáziumban tanított matematikát és fizikát.

Nem mindennapi egyéniség volt. Az étkezés és alvás idejét kivéve minden idejét a „fizikum”-ban töltötte. Kifűző szemléltető eszközöket készített sajátkezűleg. Tanulmányai a Fizikai Didaktikai Lapokban és más folyóiratokban jelentek meg. Egészen eredetiek indukciós kísérletei.

Jedlik életművének feldolgozása során, különösen az egysarki villamindítással kapcsolatban, sok probléma maradt fenn. Ferenczy úgy tervezte, hogy elkészíti Jedliknek csak tervezett, de be nem fejezett műszereit, eszközeit. Én magam láttam, amikor ezzel foglalkozott. A Jedlikről megkezdett kutatást be akarta fejezni. Sajnos, 1943-ban bekövetkezett igen korai halála ebben megakadályozta. Még halála előtti napon is tanított.

Jedlik Ányos, a nagy kutató és feltaláló 1878-ban vonult jól megérdemelt nyugalomba, 53 évi megszakítás nélküli szolgálat után. Utolsó éveit kedvelt városában, Győrött töltötte, szép bútorai, zongorája, tömérdek műszerei, könyvei és folyóiratai között. 95 éves korában még olvasott és tudományos kérdésekről vitatkozott. Emberi nagyságát jótekonysága és számtalan hálálkodó levél bizonyítja.

Még ebben a hajlott korban is dolgozott. Elektrosztatikus gépet, transzformátort, dinamókat tervezett és készített.

1895. december 13-án halt meg.

Emlékét Győrött utcanév és a temetőben egyszerű márványoszlop őrzi.

Horváth Árpád
mérnök-tanár
Győr

Természetes és mesterséges radioaktív anyagok a légkörben

Minden talajban, kőzetben találhatunk többkevesebb mennyiségű radioaktív anyagot, elsősorban rádiumot és tóriumot. Ezek az anyagok állandóan bomlanak, különböző radioaktív átalakulásokon mennek át. Egyik közbeeső bomlási termékük gáznemű: α szintén radioaktív (alfa sugarakat kibocsátó) radon- és torongáz. (${}^{222}\text{Rn}$ és ${}^{220}\text{Rn}$). Ezek a gázok hőmérsékleti és egyéb körülmények miatt gyorsan kipárolognak a talajból és a talajközeli légrétegekbe jutnak. A toron felezési ideje 54,5 mp, a radoné 3,83 nap. Igen hamar átalakulnak tehát, különböző bomlási termékek lesznek belőlük, melyek között az ólom-, a bizmut-, a polonium- és a tallium különböző radioaktív izotópjait találjuk. Ezek legnagyobb része béta sugarakat bocsát ki. A levegőben lebegő, bomló atomok a hőmozgásból eredő ütközéseik folytán, továbbá sok esetben elektromos töltésük miatt is, hozzátapadnak a légkörben tőlük függetlenül úszkáló, igen apró részecskékhöz, a légköri „vendéganyagok”-hoz, aminők pl. a porszemek, a korom stb.

Megemlítendő még néhány, a légköri vendéganyagok között előforduló radioaktív izotóp is. Ilyen pl. a légköri széndioxid C^{14} -es izotópjá, a radiocarbon és a vízgőzben található trícium, a H^3 .

A fenti anyagok jelenléte teszi a légkört radioaktívvá és az innen eredő radioaktivitást nevezzük a légkör „természetes radioaktivitásának”.

Az aláhulló csapadék, elsősorban az esőcseppek és a hópelyhek közismert módon „tisztítják” a levegőt: esésük közben magukkal ragadják

a levegőben lévő szennyeződést, függetlenül attól, hogy az radioaktív-e vagy sem. Ha radioaktív, úgy beszélhetünk a „csapadék radioaktivitásáról” is.

A természetes radioaktivitás mérése

A légkör természetes radioaktivitását elég régen észrevették, sőt mérték is a legkülönbözőbb módszerekkel. Az egyik legrégebbi adat 1907-ből származik Montrealból, ahol A. S. Eve a levegőt petróleumon bocsátotta át és mérte a petróleum radioaktivitásának növekedését (1). A kapott eredmény elég jól egyezik a mai mérések adataival: az aktivitás $60 \cdot 10^{-18}$ curie/cm³ volt.

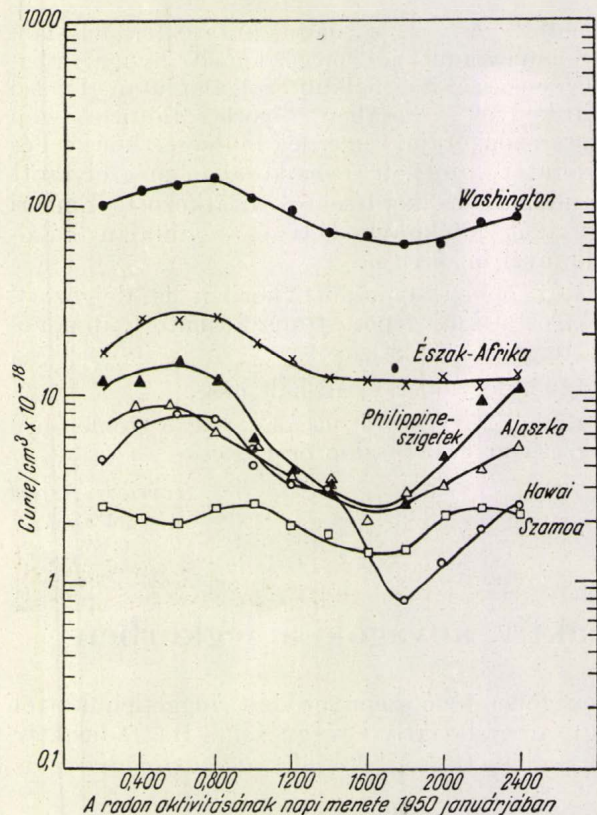
Azóta a mérés technika igen sokat fejlődött. A Geiger-Müller-csőves (a továbbiakban GM-csőves) és a szcintillációs, fotomultiplierrel végzett mérések lehetővé teszik a természetes radioaktivitás folyamatos mérését is.

De még e modern mérési módszerek bevezetése előtt is oly sok helyen és oly sűrűn végeztek méréseket, hogy már 1933-ban lehetővé vált a légkör átlagos (természetes) radioaktivitásának ismertetése. Innen (2) tudjuk, hogy az Óceánok felett $1,2 \cdot 10^{-18}$, a szárazföldek felett pedig $1,3 \cdot 10^{-16}$ curie/cm³-re tehető a természetes radioaktivitás erőssége.

Jelen időben a légkör természetes radioaktivitását úgy mérik, hogy a levegőt ismert átbocsátó jellemzőjű szűrőbetétet szívják át. A szűrőbetét (rendszerint papír) felfogja a levegőben előforduló rádium- és tórium-bomlástermékeket, de nem fogja fel a radont és toront, lévén ezek is gáz-

neműek. Ezek mennyiségére a bomlástermékekből kell visszakövetkeztetnünk.

A szűrőpapíron ismert mennyiségű levegőt szívnak át és a szűrőre rakódott szennyeződés fölő vékony ablakú GM-csővet tesznek. A radioaktív szennyeződés béta-sugárzásából a GM-cső



1. ábra

ellenállásán keletkező impulzusokat egy számláló-szerkezet számolja, illetve mindjárt írja is. Ugyanakkor egy másik GM-cső a radioaktív bomlás sebességét méri. Így lehet a szennyeződésben előforduló radioaktív anyagok felezési idejét és ebből az anyagok mineműségét megállapítani.

Óriási fejlődést jelent — bár sajnos nem a természetes radioaktivitás mérése érdekében történik —, hogy szerte a világon azonos típusú készülékekkel, helyi időben ugyanakkor, azonos módszerekkel mérik a légköri radioaktivitást. Ezt a mérőszolgálatot az USA haditengerészete végezteti és már 1955-ben legalább 10, folyamatos mérést végző állomásuk működött. A mérőhelyeket széjjelszórták az egész világra: az Egyesült Államokban több, Alaszkában, a Hawai szigeteken, Szamoaiban, Marokkóban, a Fülöp szigeteken, Japánban és még több helyütt is van mérőállomásuk.

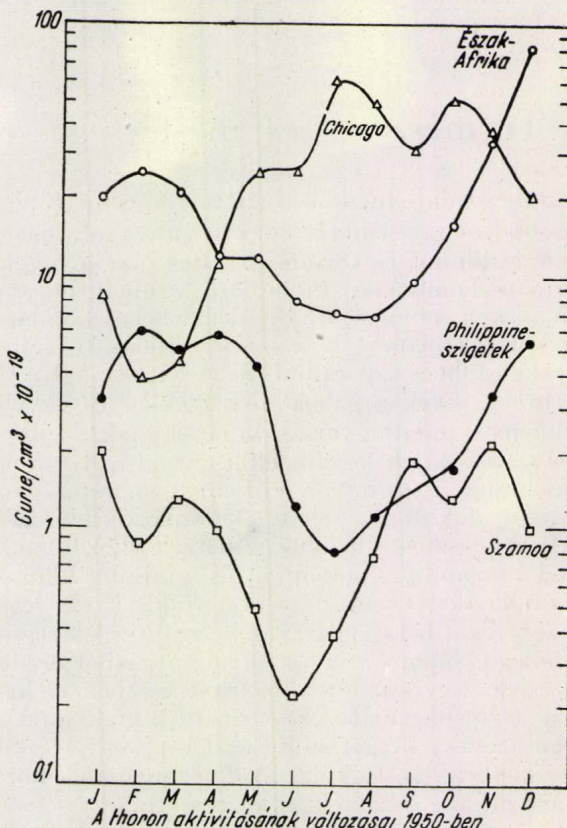
A mérések eredményeiből már eddig is több adatot közöltek. Az egyik közlés szerint (3) a radonaktivitás napi menetében (első ábra) helyi időben, reggel 8 óra tájban találunk maximumot és délután 16 órakor minimumot. Szembetűnő a szárazföldi területek feletti nagyobb és a tengerek feletti csekélyebb aktivitás. A maximum,

az egész világra vonatkoztatva, legfeljebb 10^{-16} curie/cm³.

A második ábrán a toron koncentrációjára nézve kapunk évi menetadatokat. Ebből kitűnik, hogy ez a menet szintén különbségeket mutat szárazföld és tenger felett, továbbá a különböző kontinenseken. Nyilvánvaló, hogy ezeknek a különbségeknek meteorológiai okai is vannak. Ezért kapcsolódik a meteorológiai szolgálat a légkör radioaktivitásának méréseihez.

Ilyen okokból végeztek hosszadalmas méréseket pl. Massachusettsben, az Air Force kísérleti központjában, ahol E. S. Cotton mérései alapján megállapították, hogy legnagyobb a légkör aktivitása szélsend idején és a napi minimális hőmérséklet bekövetkezése után két órával (4).

A csapadék természetes radioaktivitásának mérése még manapság is többféleképpen történik. Minden esetben azonban tulajdonképpen a csapadékban lévő szennyeződés radioaktivitását mérik, magát a csapadékot elpárologtatják. A megmaradt és megszáritott anyagot vagy ionizációs kamrába teszik, vagy GM-csőves berendezéssel



2. ábra

vizsgálják. Az ionizációs kamrában a szennyeződés béta-sugarainak hatása folytán keletkezett ionok csökkentik az elektromos töltést. A csökkenés megmondja, hogy a töltésvesztesség hány ion — tehát mennyi részecske — közreműködése árán történhetett.

Így mérik ma is pl. Wahnsdorffban a csapadék radioaktivitását. Az 1955–56-ban mért adatok

összesítésekor kapott közepes csapadékaktivitás $34,8 \cdot 10^{-14}$ curie/milliliter volt. Az is érdekes eredmény, hogy megszakításokkal hulló csapadékban annál kevesebb a radioaktivitás, minél többször esett az eső és minél hosszabb volt az esőzés időtartama. Nyilvánvaló, hogy elegendő idő szükséges ahhoz, hogy a talajból kiáramolják a rádiumemanáció (5). Ez az eredmény is bizonyítja a természetes légköri radioaktivitás fentebb ismertetett keletkezési elméletét.

A természetes radioaktivitás tehát állandóan fennálló, folyton keletkező és múló radioaktív folyamat következménye. Mivel eredete a talajban keresendő, nyilvánvaló, hogy szárazföldek felett nagyobb. Itt sem érvényesülhet azonban a légkört aktivizáló hatás, ha a talajt örök hó vagy jég borítja. Ezért oly csekély a sarkokon a természetes aktivitás. A közölt adatokból is látható, hogy sehol sem találtak akkora erősségűt, mely veszélyes lehetne az ember számára.

A mesterséges légköri radioaktivitás eredete

A légkör radioaktivitásának mérése mind nagyobb érdeklődéssel folyik már a világ majdnem valamennyi államában. Az érdeklődés azonban természetesen a mesterséges radioaktivitás felé fordul. Ma már az a helyzet, hogy a természetes radioaktivásra kapott adatok tulajdonképpen csak melléktermékei a mesterséges anyagok miatt végzett vizsgálatoknak.

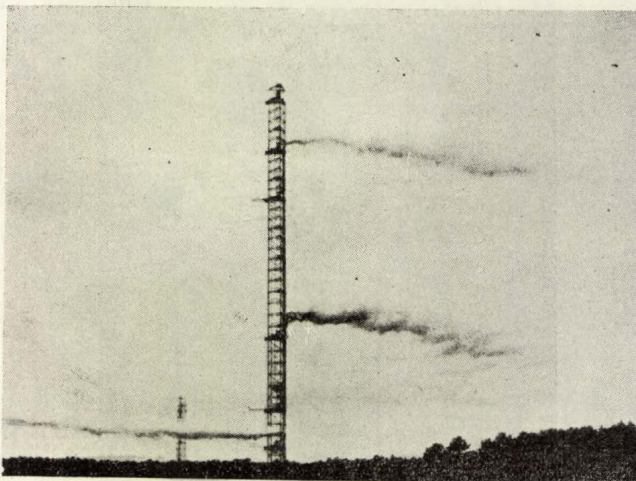
A mesterséges radioaktív anyagok többféleképpen kerülhetnek a légkörbe, de leginkább az atomtelepek és erőművek hulladékanyagaként, továbbá az atom- illetve hidrogénbombák robbanásakor.

Jövődő és nem is messzi korunk egyik legnagyobb problémája lesz az atomtelepek radioaktív hulladékanyagainak elhelyezése. Ezek az anyagok pl. az urániumnak plutoniummá alakításakor vagy az uránium égetésekor keletkeznek. Lehetnek gázneműek, folyadékok és szilárd testek. Van közöttük olyan anyag is, mely csak évezredek, sőt van, amely csak két millió év múlva csökkenti felére az aktivitását (a cézium 135-ös radioaktív izotópja).

Ezeket az anyagokat egyelőre acéltartályokba és ezenkívül betonsírokba helyezik, mélyen a föld alá. Arra is gondoltak, hogy a Föld egyes területeit kinevezik ilyen „hulladék-temető”-nek, de sohasem lehet tudni, hogy a jövőben, akár egy-két ezer év múlva, valamilyen szempontból nem lesz-e fontos az a terület az akkori emberiség számára? — Egy másik gondolat szerint a hulladékanyagot széjjel kellene szórni az egész világon, hogy egy helyre minél kevesebb kerüljön... De nem ehhez hasonló történik éppen napjainkban az atombombák robbantásakor? — A széjjel-szórás már lassan a jelenben is veszélyes lenne, hiszen az atomenergia felhasználásán már most is sok helyütt kísérleteznek, illetve ezt az energiát atomerőművekben már sok helyütt fel is használják.

Így pl. Kanadában már két nagyobb atommáglya működött 1955-ben, 40–200 ezer kW teljesítménnyel, több erőmű felállításán dolgoznak, sokféle radioaktív elemet állítanak elő.

Angliában ugyanekkor már négy atommáglya van üzemben, köztük 6000 kW teljesítményű is. Még többet építenek, erőművük is több készül, 1957-ben már valószínűleg működik is egy 60 000 kW teljesítménnyel.



3. ábra

A brookhaveni National Laboratory meteor-tornya, füstjelző berendezéssel. Jelenleg különböző magasságokban háromféle szélirányt mutat

A Szovjetunióban, Kalugában és Moszkvától kb. 300 km-re van nagyobb atomerőmű, továbbá több kísérleti atommáglya. A tervekben sok óriási atomerőmű is szerepel.

Az Egyesült Államokban legalább 140–150 ezer ember foglalkozik az atomiparban. 1955-ben már kb. 21 atommáglya működött, ugyanezen év januárjában engedték vízre a „Nautilus” atomerő-hajtotta tengeralattjárót, melyet azóta már újabb is követett. A már működő atomerőművek mellett több, 100 ezer kW energiájú atomtelep is készül.

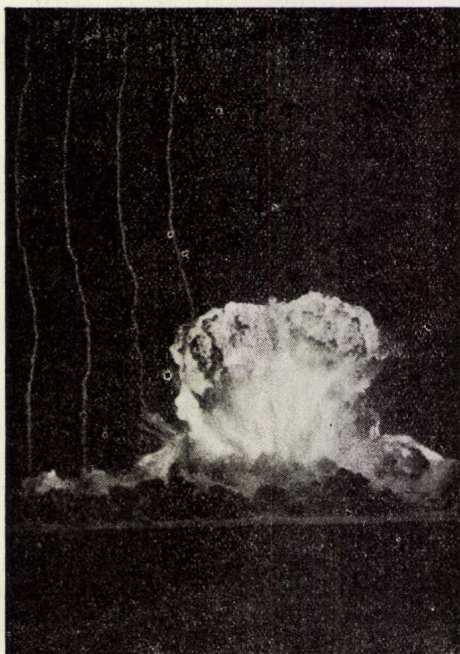
Franciaországban 1955-ben már két atommáglya állott készen és négy volt építés alatt (6).

A fenti, valóban hiányosnak mondható és így is csak a múltat jellemző adatok is arra mutatnak, hogy az ipari „atom-szennyeződés” erősen növekedni fog a légkörben.

Leginkább megoldatlan feladat a gáz alakban keletkezett hulladék eltávolítása. A keletkező radioaktív gázokat (pl. a hűtőgázt) valahogyan el kell távolítani, de legalább arra kell várni, hogy a szélirány megfelelő legyen, vagyis ne éppen a legsűrűbben lakott vidék felé hajtja a radioaktív gázt. A szélirányok megállapítására magas tornyokat, tulajdonképpen kéményeket építenek, melyekből különböző magasságokban állandóan ömlik a közönséges füst. Ez a legjobb szélirány-mutató. A *Natural History*-ból vett harmadik ábránk éppen azt a kényelmetlen esetet mutatja,

amikor a különböző magasságokban más és más a szél iránya.

Az atommáglyák elhelyezésénél természetesen figyelembe veszik a meteorológiai viszonyokat,



4. ábra

Egy atombomba robbantása pillanatában. A függőlegesen felőtt rakéták fehér csíkjai mutatják majd a bekövetkező légmozgásokat különböző magasságokban.



5. ábra

Az első hidrogénbomba robbanása. Az előtte látható sötét felhőzet kb. 4–5 km magasan nyúlik el.

elsősorban az uralkodó szélirányt, domborzat esetében a csapadékvíz lefolyását stb.-t. A hazánkban építés alatt álló atommáglya helyének kiválasztásánál valószínűleg azért nem voltak fontosak ezek az adatok, mert a kis energia miatt még az atommáglya esetleges elpusztulásakor keletkezett termékek hatása is jelentéktelen lehet Budapest lakosságának egészsége szempontjából.

A fentiekből láthatjuk, hogy az atomipar révén is van elég alkalom arra, hogy radioaktív szennyeződés jusson a légkörbe. Ezért olyan

fontos manapság a vizsgáló állomások folyamatos működése.

Az atomipar révén a légkörbe került radioaktív szennyező anyagok, éppen úgy, mint a természetesek, a légkör legalsó rétegeiben találhatók és itt ugyanúgy ráakódnak a légkör vendéganyagaira, mint a radon és toron bomlási termékei. A szilárd állapotúak önállóan is lebeghetnek, míg rövidebb hosszabb idő múlva le nem érnek a talajra.

Más a helyzet az atom- vagy a hidrogénbombák robbantásakor keletkezett radioaktív anyagok szétszóródásánál. A bombák robbantásakor egyrészt igen sok sugárzó anyag keletkezik, de sugárzóvá válik a robbanás alatti talaj anyagának nagy része is (pl. Cs, Sr⁸⁹, Sr⁹⁰, Ba¹⁴⁰, Pu²³⁹ stb.). A fejlődött hő következtében a felmelegedett levegő nagy iramban emelkedik a magasba és magával viszi a robbanás hasadási és egyéb termékeit, a talajról felszedett radioaktívra vált port stb.-t.

Minden különösebb magyarázat nélkül érthető, hogy a bombák robbantásánál nagyon fontos a már meglévő és a keletkezett légáramlások megfigyelése. Ezért a robbantás alkalmával, pillanatokkal előbb még külön rakétákat is küldenek a magasba, hogy a felfutó nyomvonalak, illetve azok alakulása jelezze a légáramlatok kifejlődését. A negyedik ábra mutat ilyen jelenséget, melyet különben nap nap után láthatunk lég-lökéses repülőgépek kondenzcsíkjai alakjában. Ezek is szépen mutatják a magassági szél irányát.

Az atombomba felrobbantásakor a hirtelen keletkezett több millió fokos hőmérséklet miatt a felmelegedett levegő gyorsan igen nagy magasságba emelkedik, hamar eléri a sztratoszféra magasságát is. Ötödik ábránkon jól látható, hogyan emelkedik a robbanás tüze a felhők fölé. Arról azonban nincsen szó, hogy 80–100 km magasságba is feljusson és így elérje az ionoszférát (hacsak rakétával nem küldik fel ebbe a magasságba és ott robbantják?).

Az atom- és a hidrogénbombák robbantásakor tehát a légkör szennyeződése az alacsonyabb és a magasabb rétegekben is megtörténik. A talajközeli légrétegekben a szennyeződés ugyanúgy terjed tova, mint pl. az ipari atomműveké, vagy akár a közönséges por: magával viszi a talajszél.

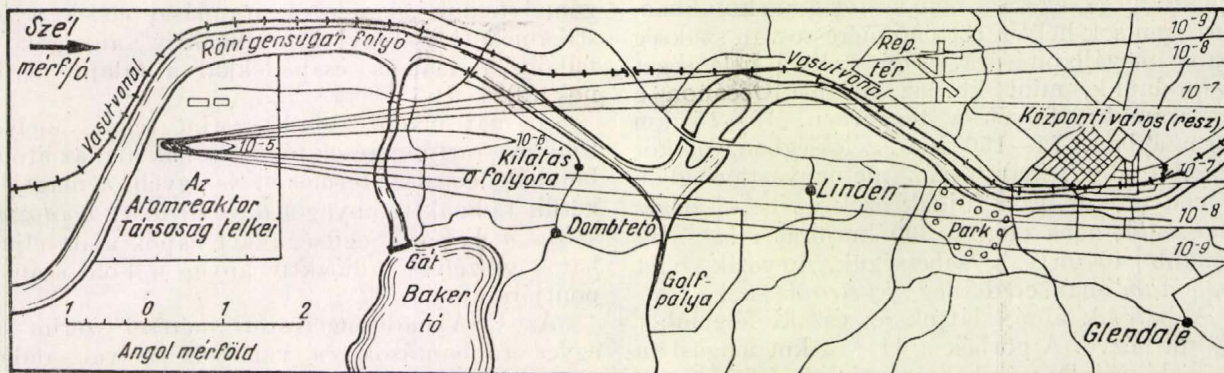
Hogyan terjed tova a magaslégkörben a radioaktív szennyeződés?

Az atom- és hidrogénbombák robbantásakor is a talajmenti légréteg kapja a legtöbb hasadási terméket és a legtöbb sugárzóvá tett talajanyagot. Ez a körülmény fennáll akkor is, ha nem közvetlenül a talajon végzik a robbantást. Ilyenkor mindig az uralkodó időjárástól függ a termékek szétszóródása. Az igaz, hogy pl. a hidrogénbomba robbantásakor, közvetlenül a robbanás helyén, erősen „megváltozik az időjárás”, nagy szél kerekedik, felhőképződés indul meg, esetleg csapadék is hull. Ez azonban nem az atom- vagy hidrogénbomba különleges hatása. Ugyan-

így van a nagy erdő- vagy prérítüzek alkalmával is: a felmelegedett, felemelkedett és kondenzációs magokban bővelkedő légtömegben ez természetes. Arra azonban egy hidrogénbomba energiája sem képes, hogy nagyobb területen (akár a csak Kárpátok térsége) megváltoztassa az időjárás addigi menetét. A szélirány, mely tulajdonképpen

kitörés hamujából alakult porfelhő pl. három hét alatt már Anglia felett úszott. Az atom- és hidrogénbombák termékei azonban sokszor ennél is rövidebb idő alatt jutnak el még nagyobb távolságokra is.

A Föld szélrendszeréről, a magassági szelekről is alakult ki már régebben egy elmélet. Eszerint



6. ábra

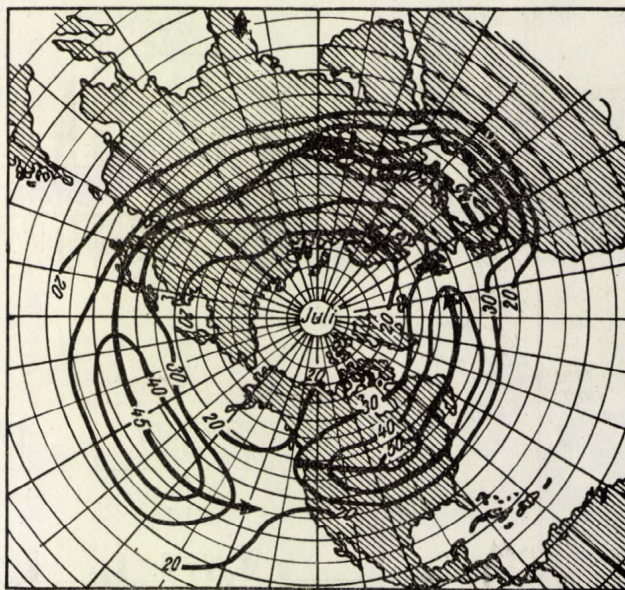
A Baker-tó melletti atomreaktor-telepből kiáramló radioaktív szennyeződés eloszlása 18 km/órás nyugati szél esetében (7)

csak a nagy légtömegek hatására változik meg országszerte, lesz a robbantás után is irányadó arra vonatkozólag, hogy merre vonul majd a legtöbb hasadási termék, vagy radioaktív sugárzóvá lett talajrészecske. Ezért halasztgatják sokszor a kísérleti bombák robbantását.

Éppen az uralkodó szél irányában nyúlik meg, sokszor igen nagy távolságra, a radioaktív termékek által veszélyeztetett terület. Részben ezért történt, hogy pl. a Csendes-óceánon robbantott hidrogénbomba hatása elért egy, a tiltott övezeten kívül tartózkodó japán halászhajót. A tiltott övezet nagyobb volt, mint Magyarország területe. A hatás abban nyilvánult meg, hogy a szél a szétporlasztott és radioaktívvá vált korallporral elárasztotta a japán hajót. (A talajból felkerült, a robbanás és a hő miatt porrá zúzódt és égett anyagot nevezik általában „radioaktív hamu”-nak). A radioaktív hamut elsősorban a talajközeli légáramlások viszik tovább, mint az atomerőművek ipari hulladékhanyagát, csak hogy ebben az esetben jóval nagyobb mennyiségben. A légkör fertőzése a szél miatt sokszor hosszú, szivar alakban jelentkezik a föld felszínén. Bombarobbanásból eredő ilyen fertőzést nem, de iparit tudunk mutatni a hatodik ábrán. A talajszél által elhordott radioaktív anyag intenzitásvizonyait ábrázolja képünk a Baker-tó melletti atomreaktor telep környezetében. A mérés idején gyenge nyugati szél fújt (18 km/órás). A görbék a levegő köbméter térfogatában található azt a radioaktív anyagmennyiséget mutatják, grammokban, melyet a szél másodpercenként szállít a jelzett helyre. A mérés adatai szerint a szennyeződés igen kis mértékű (7).

Már régebben is észrevették, hogy a nagyobb magasságokban, különösen 10–15 km magasan, igen erős szelek fújnak. Egy alaskai vulkán-

a nagyobb magasságokban az alsó, ún. passzát-széllel ellenkező irányban, tehát az északi félgömbön délnyugati irányban kellene egy általános légáramlásnak uralkodnia. Ezt a csupán elméleti megfontolásokból következtetett szelet nevezték el „antipasszát”-szélnek.



7. ábra

A „jet stream”-ek útja július hónapban (8)

Ez a magassági szélrendszer azonban sehogyan sem okozhatja a bombák termékeinek oly gyors és annyi helyre történő szállítását. Manapság, amikor a sztratoszféra magasságában sem nehéz a szél mérés és amikor az egész világon elterjedt meteorológiai állomások igen sok helyütt végeznek is ilyen méréseket, a magassági szélrendszer

eddiggi elméletének fenntartása nem lehetséges. Kitűnt a sok mérésből, továbbá a hasadási termékek szállításából, hogy *antipasszát szél nincsen*.

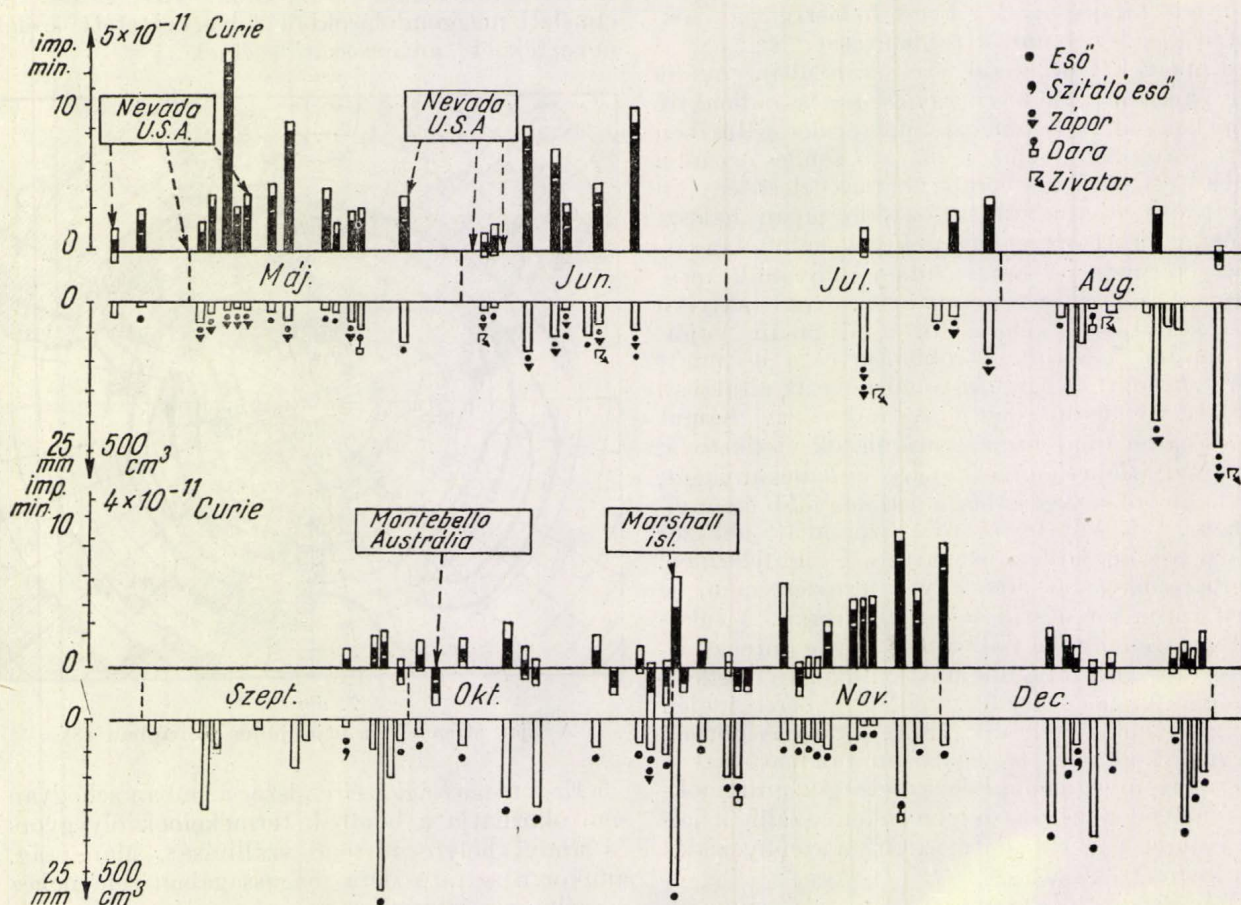
Ugyanakkor azonban felfedeztek a magas légkörben egy újabb jelenséget: a troposzféra felső határán uralkodó, nagy sebességű légáramlást. Valószínűleg csak azért nem vették észre korábban, mert igen sok helyen történő mérésre van szükség biztos megállapítására. Úgy kell a jelenséget elképzelnünk, mint kb. az Atlanti Óceánon a Golf-áramot: folyót a tengerben. 10–15 km magasságban, 75–150 km szélességben, olykor azonban alig néhány száz méter vastagságban és igen hosszú úton fújnak ezek az erős szelek. Sebességük néha eléri a 300 km/órát is! — Ha legalább 40 m/s a sebességük, nevezik őket „fútó-áram”-nak, eredetileg „jet stream”-nek.

A hetedik ábrán látjuk az északi félgömböt fölülől nézve. A görbék a 11–14 km magasban uralkodó szélesebségeket mutatják (mérőföld/órákban), a vastagabb vonalak jelzik a jet stream vonulási irányát (a közbeiktatott számok a sebességét). Ezeknek a fútóáramoknak a földrajzi helye az évszakkal változik. Szerencsétlenségünkre éppen a nyári hónapokban kerülnek fölénk (amikor a zivatarfelhők csúcsai eléri őket). Az ábra a júliusi helyzetet mutatja (8).

A bombák robbanásakor a hasadási termékek nagy része eléri a jet stream magassági övezetét. Ez annál is inkább lehetséges, mert az újabb észrevételek szerint több magasságban is tapasztalható kisebb-nagyobb sebességű jet stream. Berényi Dénes debreceni professzor ismertette először azt az elképzelést, hogy a nyári, hatalmas gomolyfelhők függőleges áramlásai eléri a jet streameket és így a radioaktív anyagok a felhőbe, onnan a csapadékkal a talajra kerülnek (9).

A mai elképzelésünk szerint tehát, melyet több éve tartó mérések támasztanak alá, az atom-bombák hasadási termékeit és egyéb, a magasba került radioaktív anyagot a jet streamek hordozzák széjjel a Földön. Segítségükkel napok alatt eljuthat a veszélyes radioaktív anyag a Föld számos pontjára.

Az USA haditengerészeti mérései szerint az egyes robbantások és valamely helyen radioaktív anyagok megjelenése között sokszor még tíz nap sem telik el. Az északi félgömbön felrobbantott amerikai és szovjet atom-, illetve hidrogénbombákat mind észlelték. Igen fontos megfigyelésük, hogy 1950 óta sok észlelőhelyen nem tért vissza a légkör hasadási termékektől származó radioaktív-erősség szintje a nullára (3). A nagyobb magasságban robbantott bombák okozta aktivitás



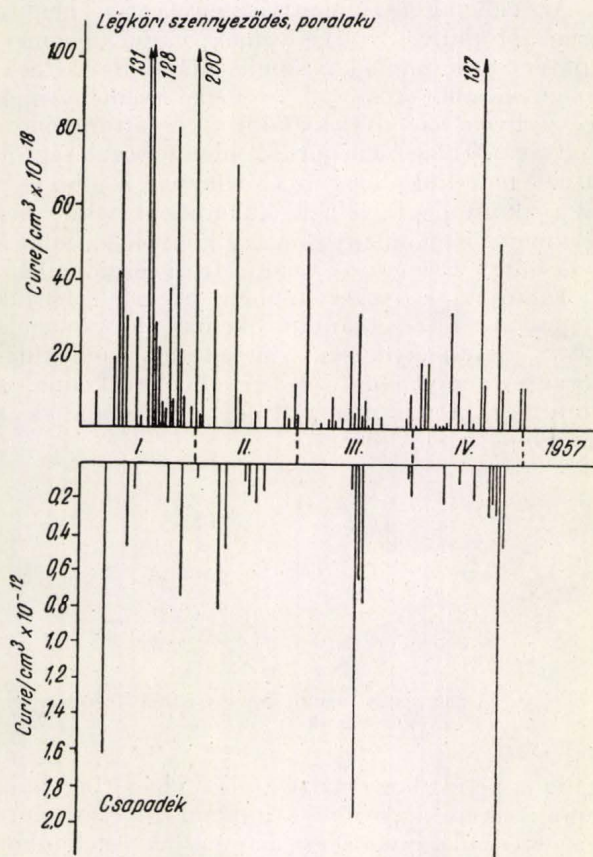
8. ábra

A légköri csapadék radioaktivitása 1952-ben, Debrecenben (9)

valamekkora ideig tárolódik a sztratoszférában, de a termékek lassan csak lejutnak a talajra. Eszerint a magasban történő robbantások is veszélyeztetik az emberiséget, legfeljebb a robbantás helyén és idején a talajon kisebb a radioaktív veszély.

Hazai mérések

Hazánkban az első mérések 1952 áprilisában kezdődtek a debreceni egyetem Atomfizikai Intézetében, dr. Szalay Sándor, az intézet igazgatója és dr. Berényi Dénes, a debreceni egyetem meteorológiai



9. ábra

A légköri por- és csapadék radioaktivitása Budapesten, 1957-ben

fakultásának vezető professzora kezdeményezésére. A méréseket az Atomfizikai Intézetben készített GM-csővel és számlálóberendezésekkel végezték. Eredményeiket már 1953 júliusában közölték (9).

A nyolcadik ábráról láthatjuk, hogy majdnem minden addigi atomrobbantást észleltek a csapadék radioaktivitásának megnövekedése révén (a robbantási helyeket is feltüntették az ábrán). Ezenkívül jelentős kutatómunkát is végeztek. Berényi professzor kidolgozta az atombombák robbantási helyének a meteorológiai magassági térképek segítségével történő megállapítását, Szalay professzor vizsgálatai folytán pedig a csapadékban kapott radioaktivitás bomlási görbéjéből a robbantás ideje is kiszámítható. Később

rátértek a légkörben lévő por alakú szennyeződés radioaktivitásának mérésére is és egyben mindezekre a mérésekre módszert dolgoztak ki.

1955 tavaszától kezdve az Országos Meteorológiai Intézet pestszentlőrinci obszervatóriumában is folytatók hasonló mérések a debreceni Atomfizikai Intézetben készült berendezés segítségével, az ott megismert módszerekkel. Először a helyi, a szombathelyi, a pécsi és debreceni meteorológiai állomásokon hullott csapadék radioaktivitását mértük, később a helyi por radioaktivitását is. Eredményeinkből a kilencedik ábrán bemutatjuk a látható por- és csapadékaktivitást (Budapestről), melyet ebben az évben mértünk.

Minden ábra, mely a légkör radioaktivitásának erősségét ábrázolja és melyet a külföldi vagy hazai mérések eredményeként láthatunk, azt mutatja, hogy a radioaktivitás szintje a légkörben nem érte el azt a magasságot, mely ártalmas lehet az emberi szervezetre. A légkörön át, nagyobb távolságból hozzánk érkező radioaktivitás erőssége sem volt nálunk még akkora, mely magában véve ártalmas lehet. A szint azonban a folytonos kísérletek miatt nyilvánvalóan állandóan emelkedik, amint azt az amerikai haditengerészeti hatóságok közlései, konkrét adatokkal alátámasztva, jelezték (3).

A hasadási termékeket, melyek között éppen a legveszélyesebbeknek van hosszú felezési idejük, a jet streamek széthordják a Földön, de a legtöbbet a közepes szélességi fokokra hullatnak. Valóban már a robbantási kísérletek eredményeként is felemelkedhet a légkörben, egyes helyeken, a radioaktivitás erősségének szintje az emberre veszélyes mértékig is. Ha nem akarja az emberiség, hogy a bölcsők lassan megüresedjenek, a sírok pedig szaporodjanak, abba kell hagyni a nukleáris bombák gyártását, minden világrészen.

dr. Flórián Endre

a „Marcell György” obszervatórium
légelekt. oszt.-ának vezetője

IRODALOM

1. Dr. S. Meyer und E. R. v. Schweidler: Radioaktivität. — 457. old.
2. F. Linke: Meteorologisches Taschenbuch. II. 175. old.
3. I. H. Blifford (és még több szerző): Geographical and time distribution of radioactivity in the air. — Journal of Atmospheric and Terrestrial Physics. — Vol. 9. No. 1. July 1956. 1—17. old.
4. E. S. Cotton: Diurnal variations in natural atmospheric radioactivity. — Journal of Atmospheric and Terrestrial Physics. Vol. 7. No. 1—2. August 1955. — 90—95. old.
5. F. Theichert: Die natürliche Radioaktivität des Regenwassers. Zeitschrift für Meteorologie. Jan. 1957. — 14—19. old.
6. Atomes. — Dec. 1955.
7. United States Atomic Energy Commission: Meteorology and Atomic Energy. — 84. old.
8. The American Meteorological Society: Meteorological Monographs, The Jet Stream.
9. A. Szalay and D. Berényi Sen.: Unusual Radioactivity Observed in the Atmospheric Precipitation in Debrecen (Hungary) between Apr. 22.—Dec. 31. 1952. Acta Physica Academiae Scientiarum Hungaricae. 1. 1955. — 1—14. old.

Tükrözésszimmetrikus-e a természet?

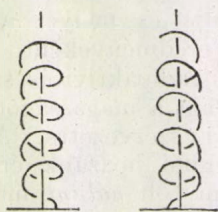
Jobb- és balesavar. Tükrözési transzformációk

A szőlő jobbra csavarodik fel a karóra. A komló a balmenetű csavart követi.

A szőlőcukoroldat jobbra, a gyümölescukoroldat balra forgatja el a poláros fény síkját.

Mit jelentenek ezek a példák? Azt jelentik-e, hogy a természetben a jobb és bal nem egyenértékű?

Kétségtelen, hogy az élővilágban ilyen kitüntetettséggel lépten-nyomon találkozunk. A szőlő elképzelt tükröképe balra csavarodna fel a karóra,

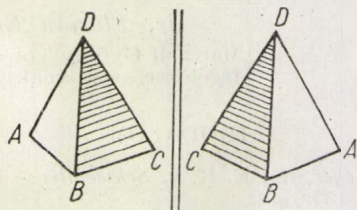


1. ábra. A szőlő jobbesavarként, a komló-balesavarként fűt a karóra

Ilyen szőlőtő a természetben nem fordul elő. Ha mi magunk nézünk a tükörbe, képmásunk szíve a jobboldalon látszik dobogni, de ilyen ember nincs. Az élővilág általában nem tükrörszimmetrikus. Ha elénk teszik egy élőlénynek és tükrömásának ábráját, igen sokszor biztonsággal meg tudjuk mutatni, hogy melyik az ismerős és melyik nem található meg Földünk növény- és állatvilágában.

Arra kell-e ebből következtetnünk, hogy nem tükrörszimmetrikus a természet?

Forduljunk feleletért a szerves kémiához. A különböző fizikai tulajdonságot mutató (pl. külön-



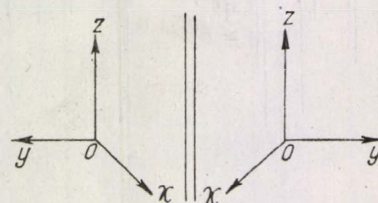
2. ábra. Két sztereoizomer molekula egymásnak tükröképe

böző optikai forgatóképességű) sztereoizomer molekulák abban különböznek egymástól, hogy az egyik anyag molekulái a másiknak tükröképei. A 2. ábra két molekulát szemléltet, ahol egy szénatom négy vegyértékéhez kapcsolódó különböző A, B, C, D gyököket egy tetraéder négy csúcsához írtuk. A két molekula nem azonos, elforgatással nem hozhatók fedésbe, hanem egymásnak tükröképei. Néha előfordul, hogy a növények az ilyen aszimmetrikus molekuláknak csak az egyik változatát termelik, ez a helyzet a szőlőcukor esetében. A fizika vagy kémia semmi törvénye nem tiltja meg azonban azt, hogy olyan molekulát állítsunk elő, amelyik a szőlőcukor-

molekula tükröképe, amelynek vizes oldata balra forgatja el a poláros fény síkját. Az, hogy a természetes szőlőcukor, a dextróz aszimmetrikusan, csak jobbkezes molekulaformációban fordul elő a természetben, nem jelent lényeges aszimmetriát, hanem csak a szőlő sejteinek átöröklődött tulajdonságát. A szőlő származástörténetének valamelyik szakaszában olyan sejtek alakultak ki, amelyek dextrózt termelnek és amelyek jobbra-tekerekedő szőlőindákat eredményeznek.

Az élővilág aszimmetriái feltehetően nem a természet alapvető törvényeinek, vagy a geometriai tér szerkezetének aszimmetriájából erednek, hanem korábbi időszakok biológiai eseményeinek egyszeri véletlen által kialakított és átöröklődött sajátosságai. Talán nem járunk messze a valóságtól, ha azt mondjuk, hogy az élővilágban a jobb és a bal gyakran megfigyelhető különböző értékű volta ugyanúgy hagyományos vagy konvenció, mint a balra előzz—jobbra tartás a nagyvárosi forgalomban.

Talán a következőképpen is kifejezhetjük magunkat: az organikus kémia, a biokémia ismer aszimmetrikusan kitüntetett molekulaszerkezetű anyagokat, de az elméleti kémia, a szintetikus kémia nem. Minden molekulának a tükröképe is előállítható.



3. ábra. A bal- és jobbsodrású koordináta-rendszer egymásnak tükröképe

Az a tétel, hogy az élettelen világ törvényei szimmetrikusak, régóta általánosan elfogadott felismerés. Magunk is ezt használjuk ki, amikor kedvünk szerint hol jobbsodrású, hol balsodrású koordináta-rendszert rajzolunk fel valamilyen mérési vagy fizikai probléma tárgyalásánál, majd meg gondolás nélkül alkalmazzuk a fizikai törvények ugyanazon alakját mindkét fajta koordináta-rendszerben. Egyik koordináta-rendszerrel a másikra való áttéréskor bizonyos fizikai mérőszámok (pl. vektorkomponensek) előjele megváltozik, de a köztük fennálló összefüggések, egyenletkapcsolatok, törvények nem. Azt mondjuk, hogy a fizikai törvények invariánsak a tükrözési transzformációval szemben. Minden megfigyelt jelenség tükröképe is előfordul a természetben. A törvények maguk nem tüntetik ki a jobbot a balhoz képest, legfeljebb az esetleges kezdeti feltételek.

Foglalkozzunk kissé részletesebben a tükrözési transzformációkkal. Egy P pontnak az $[y, z]$ koordinátákra vonatkozó tükröképe legyen P' . A tükrözés a pont koordinátaiban a következő változást idézi elő:

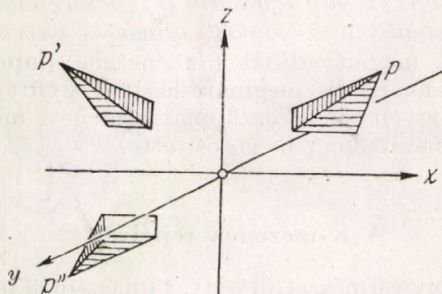
$$x' = -x, \quad y' = y, \quad z' = z. \quad (1)$$

A P pont origóra vonatkozó tükörképe legyen P'' . Az origóra való tükrözés a következő transzformációt jelenti:

$$x'' = -x, \quad y'' = -y, \quad z'' = -z. \quad (2)$$

A síkra való tükrözéshez hozzávéve az x -tengely körül elvégzett 180° -os forgást, az origóra való tükrözést kapjuk, P' és P'' már további tükrözés nélkül átvihetők egymásba (4. ábra).

Skalárnak nevezzük azokat a mennyiségeket, amelyek értéke sem a tér elforgatásakor, sem tükrözésekor nem változik meg. Ilyenek (a nem relativisztikus fiziká-



4. ábra. A P alakzat yz síkra vonatkozó tükörképe P' , origóra vonatkozó tükörképe P'' . P' -ből P'' az x -tengely körül végzett 180° -os elforgatással nyerhető

ban) a részecskeszám, nyomás, tömeg, idő stb. Egy S skaláris mennyiség transzformációs képlete tehát síkra és pontra való tükrözéskor egyaránt:

$$S' = S, \quad (18)$$

$$S'' = S. \quad (28)$$

Vektoroknak azokat a kifejezéseket nevezzük, amelyek komponensei a fent említett transzformációk során úgy viselkednek, mint egy pont derékszögű koordinátái:

$$V'_x = -V_x, \quad V'_y = V_y, \quad V'_z = V_z, \quad (19)$$

$$V''_x = -V_x, \quad V''_y = -V_y, \quad V''_z = -V_z. \quad (20)$$

Vektornak tekinthető természetesen a koordinátákból megalkotott helyzetvektor, azonkívül a belőle skaláris műveletekkel képezett sebesség, impulzus, gyorsulás, erő, elektromos térerősség.

Az impulzusmomentum másként viselkedik. Ez két vektor (helyzetvektor és impulzus) vektorszorzata. Origóra való tükrözéskor mindkét tényező jelet vált, tehát az impulzusmomentum változatlan marad. Az ilyen mennyiségeket *axiális vektoroknak* nevezzük. Az axiális vektor mindig úgy transzformálódik, mint egy közönséges vektor, de ha a transzformáció még egy tükrözést is magában foglal, a transzformációhoz még egy -1 szorzó is járul. Az axiális vektor transzformációs szabálya az (1), ill. (2) transzformációknál:

$$A'_x = A_x, \quad A'_y = -A_y, \quad A'_z = -A_z, \quad (1a)$$

$$A''_x = A_x, \quad A''_y = A_y, \quad A''_z = A_z. \quad (2a)$$

Axiális vektorra példa még az impulzusmomentummal arányos szögsebesség, mágneses momentum és az utóbbival kapcsolatban álló mágneses térerősség.

A szögsebességet, impulzusmomentumot-spint szokás a perdületet jelző irányított körrel és szokás a forgástengely irányát kijelölő irányított egyenessel jellemezni. Utóbbi esetben az a megállapodás, hogy a függőleges tengely körül végzett forgást leíró szögsebesség „felülé” mutat, ha a forgásirány felülről nézve az óráéval ellenkező. A tükrözési viselkedés szempontjából előnyösebb az axiális vektorok irányított körrel való ábrázolása, mert az a szögsebességnek, impulzusmomentumnak vektorokéval eltérő transzformációs tulajdonságát helyesen fejezi ki.

Végül meg kell emlékeznünk a *pseudoskalár* mennyiségekről. Ezek olyan egykomponensű kifejezések, amelyek minden forgásttranszformációnál változatlanok maradnak, de tükrözéskor jelet váltanak:

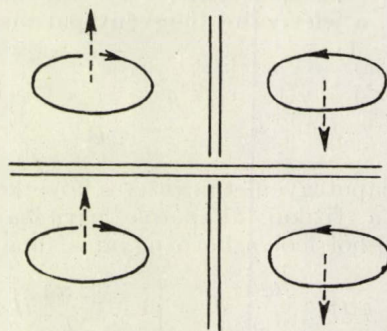
$$P' = -P, \quad (1p)$$

$$P'' = -P. \quad (2p)$$

Pseudoskalárra példa egy vektor és egy axiális vektor skaláris szorzata, így az \vec{E} elektromos és \vec{H} mágneses térerősségből megalkotott $(\vec{E} \cdot \vec{H})$, vagy a magnetoztatikus tér Φ potenciálja,

$$\Phi(P) = \int_P \vec{H} d\vec{x}, \quad \vec{H} = -\text{grad } \Phi,$$

végül a π -mezontér potenciálja. A kiszemelt tárgy és tükörképének koordinátái vagy más adatai közt azonos koordináta-rendszerben nyilván ugyanaz a kapcsolat áll fenn, mint azonos tárgy két olyan koordinátarendszerre vonatkoztatott koordinátái közt, amelyek egy másnak tükörképei.



5. ábra. A szögsebesség és impulzusmomentum ábrázolható irányított egyenessel és irányított körrel egyaránt. Utóbbi előnye, hogy helyesen fejezi ki a tükrözési viszonyokat: A forgással párhuzamos síkra való tükrözés a forgásirányt megváltoztatja. (A „tükrözési síkot” a kettős egyenesek jelzik.)

A transzformációs szabályok ismeretében könnyű belátni, hogy a klasszikus fizika törvényei valóban invariánsak a koordináta-tükrözésekkel szemben. Tekintsük pl. az elektromágnesség alaptörvényeit, a Maxwell-egyenleteket és a töltött részecskék Lorentz-féle mozgásegyenletét:

$$\text{rot } \vec{H} - \frac{1}{c} \frac{\partial E}{\partial t} = \frac{4\pi}{c} q \vec{v}, \quad \text{div } \vec{E} = 4\pi q,$$

$$\text{rot } \vec{E} + \frac{1}{c} \frac{\partial \vec{H}}{\partial t} = 0, \quad \text{div } \vec{H} = 0, \quad (3)$$

$$m \frac{d\vec{v}}{dt} = e \left(\vec{E} + \frac{1}{c} \vec{v} \times \vec{H} \right).$$

Ha elvégezzük az origóra való (2) tükrözésnek megfelelő helyettesítést,

$$\vec{v}' = -\vec{v}, \quad \vec{E}' = -\vec{E}, \quad \vec{H}' = \vec{H}, \quad \text{rot}' = -\text{rot}, \quad \text{div}' = -\text{div}$$

(a skalárokat változatlanul hagyjuk) a tükrözött jelenséget leíró mennyiségek közt fennálló egyenletre jutunk, amely egyenlet alakja teljesen azonos az eredeti Maxwell-Lorentz-egyenletekével.

A paritás

A természeti törvények tükrözési invarianciája természetesen a kvantumelméletre is vonatkoztatandó: a kvantummechanika törvényeinek

is érzéketleneknek kell lenniök a tükrözéssel szemben. A törvények meg is felelnek ennek a várakozásnak. Egy fizikai rendszer állapotát a kvantumfizika nyelvén a ψ állapotfüggvény teljesen leírja. ψ időbeli változása az állapotegyenletből számítható ki. Ennek általános, minden problémánál érvényes alakja

$$\frac{\hbar}{2\pi i} \frac{\partial \psi}{\partial t} + H\psi = 0. \quad (4)$$

Itt H a rendszer energiakifejezése. Az energia természetesen skalár, az idő szintén, így a (4) állapotegyenlet tükrözésinvaráns.

ψ egykomponensű mennyiség. Ha a fizikai rendszert, pl. egy atomot az origóra tükrözzük, ami a koordináták jelváltásával jár együtt, akkor az ilyen egykomponensű mennyiség változatlan marad vagy jelet válthat. A változatlannak maradó függvényről azt mondjuk, hogy paritása páros ($P = +1$), a jelet váltó függvény paritása páratlan ($P = -1$).

$$\psi''(x'', y'', z'') = \psi''(-x, -y, -z) = P\psi(x, y, z); \quad P = \pm 1 \quad (5)$$

A (4) állapotegyenlet nevezetes következménye az, hogy a fizikai állapotok paritása időben állandó. (4)-ből leolvasható ugyanis, hogy

$$\psi(t + dt) = \psi(t) + \frac{\partial \psi(t)}{\partial t} dt = \left[1 - \frac{2\pi i}{\hbar} H dt \right] \psi(t). \quad (6)$$

A szögletes zárójelben tükrözéssel szemben érzéketlen kifejezés áll, tehát $\psi(t + dt)$ tükrözésjellege ugyanaz, mint $\psi(t)$ -é.

A paritás megmaradása a kvantummechanikai állapotegyenlet tükrözési invarianciájának szükségszerű folyománya.

A paritás megmaradás tétele az atomfizika egyik leghasznosabb törvényszerűsége, jelentősége az energia-, impulzus-, impulzusmomentum megmaradási tételéhez mérhető. Az atomburok, a mag, az elemi részek folyamatainak kiválasztási szabályait, a megengedett és tiltott átmeneteket a felsorolt tételek együttes figyelembevételével útján állapítjuk meg: átalakulás, elbomlás mindig csak a kezdetivel azonos energiájú, impulzusú, impulzusmomentumú és azonos paritású végállapotba történhetik. Éppen a kvantumátmenetek kiválasztási szabályainak felállítása szempontjából az

atomburok, a mag állapotainak, az elemi részeknek a sajátparitása ugyanolyan fontos adat, mint a saját impulzusmomentum, a spin.

Az egyes kvantumállapotok paritása az állapotfüggvény tükrözési szimmetriaviszonyait fejezi ki. A paritás megmaradásának törvénye azt a felismerést foglalja magában, hogy a természeti folyamatok időbeli lefutását megszabó törvények tükrözésinvariánsak, ezért egy fizikai rendszer szimmetriatulajdonsága mindvégig változatlan marad, bármiként változzék meg egyébként a rendszer állapota, a rendszert alkotó részecskék száma és kapcsolata. A paritás megmaradását (az energia, impulzus, impulzusmomentum megmaradásával együtt) minden megfigyelt spektroszkópiai átmenet, minden vizsgált magreakció megerősítette.

A K-mezonok rejtélye

Bármely természettörvény, támasztotta legyen azt alá akárhány kísérlet, csak addig tekinthető érvényesnek, amíg a természetben egyetlen ellenpéldát nem találunk. Ilyenkor azután egyetlen ellenpélda erősebbé válik, mint egymillió bizonyító adat. Ha valaki megépítene egy valóban működő perpetuum mobilét, a világ összes fizikusainak ellenkezése és emberöltők felhalmozott tapasztalati anyaga sem menthetné meg az energia megmaradásának tételét. (Természetesen vigyázni kell arra, hogy az ellenpélda által adott cáfolat valóban helytálló legyen. Tudjuk az atomfizika történetéből, hogy a β -bomlásban sokan, Dirac és mások is éveken át egy negatív perpetuum mobilét láttak: azt hitték, hogy itt valóban energia semmisül meg. A végén a neutrínó felfedezése mégis megmutatta, hogy e jelenségnél is szigorúan teljesül az energiamegmaradás törvénye.)

Az elmúlt évben két kínai fizikus azzal a — feltételes módon megfogalmazott — állítással lépett elő, hogy a paritás megmaradás törvényének ezen egyetlen ellenpéldája létezik a természetben. A példát a K-mezonok bomlása szolgáltatja.

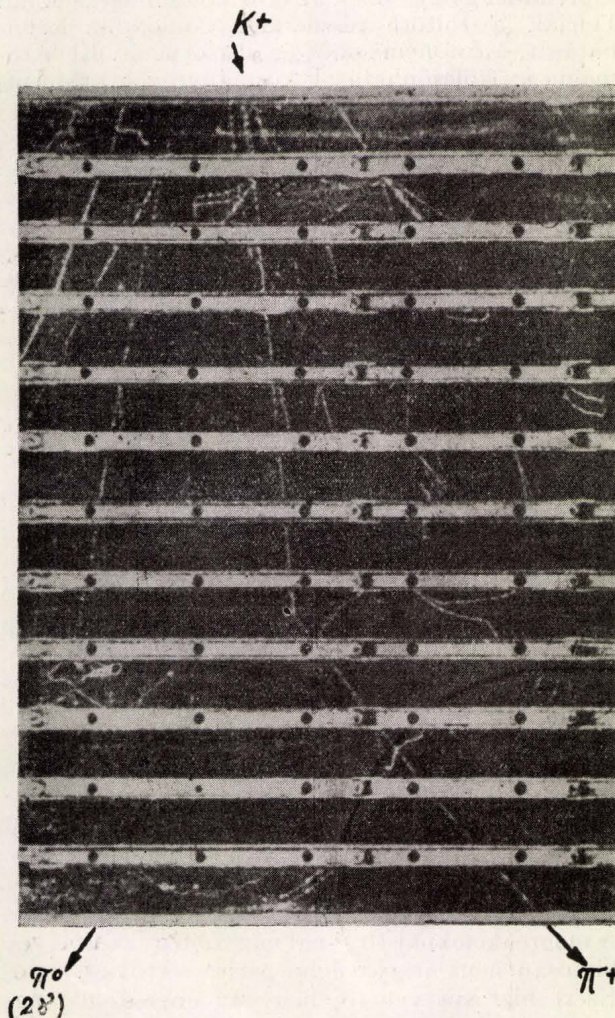
A K-mezonok az elektronnál 966-szor nagyobb tömegű, erősen instabil elemi részecskék, amelyek a kozmikus sugárzás által kiváltott vagy a gyorsítóberendezések által előidézett nagy energiájú magfolyamatokban keletkeznek. Átlagos élettartamuk 10^{-8} sec, önként könnyebb mezonokra és más részecskékre esnek szét, a legváltozatosabb módokon. A pozitív K-mezonok bomlásánál például a következő bomlásformákat figyelték meg:

	Bomló rész tömege	Élettartam (sec)	Gyakoriság (%)
$K^+ \rightarrow \mu^+ + \nu$	$965,3 \pm 1,9$	$1,18 \pm 0,8 \cdot 10^{-8}$	57%
$K^+ \rightarrow \pi^+ + \pi^0$	$966,0 \pm 1,5$	$1,21 \pm 1,0 \cdot 10^{-8}$	27%
$K^+ \rightarrow \pi^+ + \pi^+ + \pi^-$	$966,8 \pm 0,43$	$1,27 \pm 2,0 \cdot 10^{-8}$	6%
$K^+ \rightarrow \mu^+ + \nu + \pi^0$	964 ± 5	$\sim 10^{-8}$	4%
$K^+ \rightarrow e^+ + \nu + \pi^0$	967 ± 9	$\sim 10^{-8}$	4%
$K^+ \rightarrow \pi^+ + \pi^0 + \pi^0$	965 ± 7	$\sim 10^{-8}$	2%

Szembeszökő, hogy mindegyik bomlástípus analízise az elbomló részecske tömegét és élet-tartamát a mérési hibán belül ugyanakkorának szolgáltatja. Legkézenfekvőbb ezért az a feltevés, hogy ugyanazon részecske különböző bomlásairól, radioaktív elágazáshoz hasonló jelenségről van szó.

E felfogásnak van azonban egy súlyos nehézsége. A K-mezon valószínűleg 0 spinű, bomlik két π -mezonra és bomlik három π -mezonra. A bom-

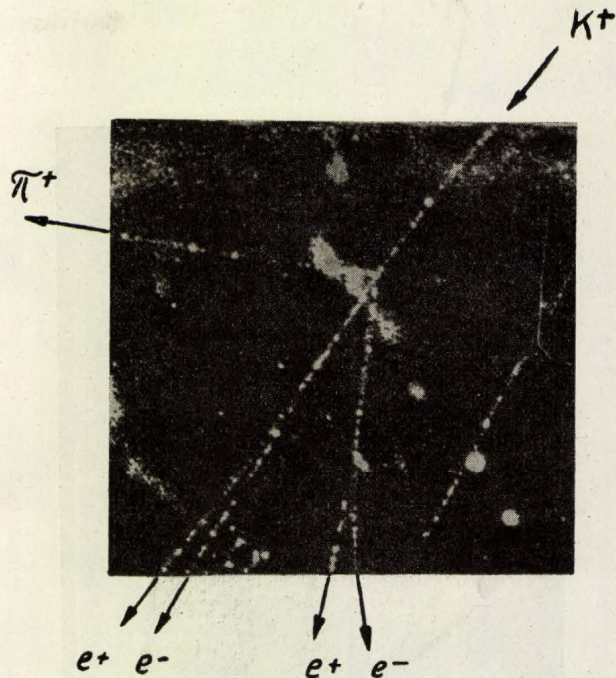
tehát a π -mezon paritása ebben az állapotban páratlan: $P_\pi = -1$. A 2π -mezonos bomlás vég-állapotának teljes paritása ezek szerint $P_\pi^2 = +1$, a 3π -mezonos bomlás végállapotáé $P_\pi^3 = -1$. (A kvantummechanikából tudjuk, hogy több részecskéből álló rendszerek állapotfüggvényei, így paritásai is szorzódnak.)



6a. ábra. Pozitív K-mezon bomlása két π -mezonra köd-kamrában. A semleges π^0 -mezon két fotonra bomlik tovább, így sem a π^0 , sem bomlástermékei nem láthatók

lások iránya és energiaeloszlásának analízise szerint a keletkező π -mezonok állapotfüggvényei gömbszimmetrikus, kizárólag $\sqrt{x^2 + y^2 + z^2}$ -től függő párosfüggvények. Említettük, hogy a π -mezontereket leíró φ -függvény pszeudoskalár. Határozzuk meg ezek alapján egy keletkező π -mezon paritását.

$$\begin{aligned} \varphi''(\sqrt{x''^2 + y''^2 + z''^2}) &= \varphi''(\sqrt{x^2 + y^2 + z^2}) = \\ &= -\varphi(\sqrt{x^2 + y^2 + z^2}), \end{aligned}$$



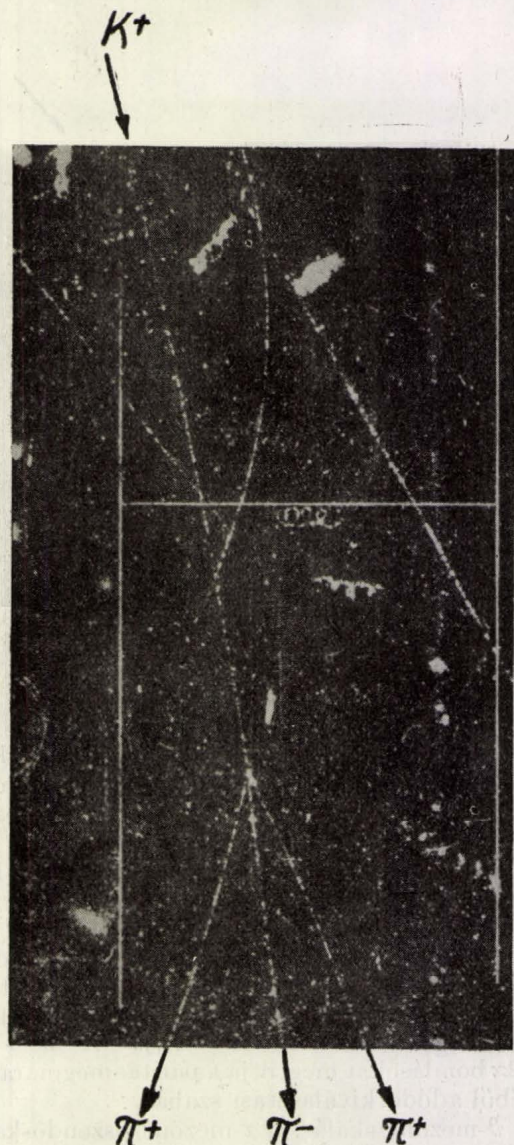
6b. ábra. Pozitív K-mezon bomlása két π -mezonra köd-kamrában. A semleges π^0 -mezon igen rövid (10^{-14} sec) élet-tartammal tovább bomlik két elektron-pozitron-párra

A paritásmegmaradás tétele alapján fel kell tételeznünk, hogy (legalább) kétféle K^+ -mezon van. Az egyik (a ϑ -mezon) páros paritású ($P_\vartheta = +1$), ennek $\vartheta \rightarrow 2\pi$ bomlása megengedett ($P_\vartheta = P_\pi \cdot P_\pi$). A másik (a τ -mezon) páratlan paritású ($P_\tau = -1$), ennek $\tau \rightarrow 3\pi$ bomlása mehet végbe ($P_\tau = P_\pi \cdot P_\pi \cdot P_\pi$). A $\vartheta \rightarrow 3\pi$, $\tau \rightarrow 2\pi$ bomlásokat megtiltja a paritás megmaradás tételéből adódó kiválasztási szabály.

A ϑ -mezont skalár, a τ -mezont pszeudoskalár függvény írja le. A különböző transzformációs jelleg, a bomlás különböző lefutása miatt a két mezon anyaggal való kölcsönhatásában eltérésnek kell lennie. Ennek kimutatása céljából a K-mezonokból álló nyaláb anyagon való szóródását tanulmányozták. A kísérletek arra az érdekes eredményre vezettek, hogy a szórt nyalábban ugyanolyan gyakorisággal voltak megfigyelhetők 2π -bomlások, mint a beeső nyalábban. Nem jelentkezett semmi különbség a feltételezett két-fajta K-mezon tömege, élettartama mellett azok szórási hatáskeresztmetszetében sem.

A tapasztalat kényszerítő volta alapján javasolta a Columbia-egyetemen dolgozó két kínai fizikus, Cseng-Tao Lee és Cseng-Ming Yang 1956-ban, hogy egyetlen K-mezont tételezzünk fel.

A tapasztalt jelenségeknek kétségkívül ez a legegyszerűbb, legegyszerűbb magyarázata. Az egyfajta K-mezon feltételezésének azonban az a szükségszerű folyománya, hogy a K-mezon bomlásakor a paritás nem marad meg. A K-mezon paritása vagy páros, vagy páratlan. Megfigyel-



7. ábra. Pozitív K-mezon bomlása három π -mezonra ködkamrában

hető az elbomlás mind a páros 2π -állapotba, mind a páratlan 3π -állapotba. Egyik átalakulás feltétlenül megsérti a paritásmegmaradás törvényét.

A gyenge kölcsönhatások

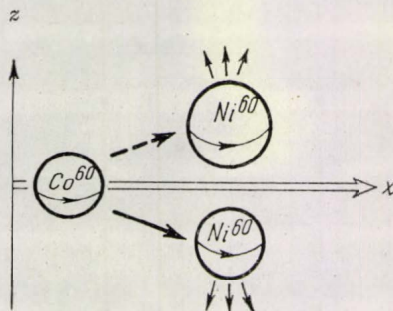
Lee és Yang tudatában voltak a paritás-megmaradás elvetése forradalmi jellegének. Ez a természet tükrözési szimmetriájának feladását jelenti. Ezért gondos kritikai vizsgálatnak vetették alá a rendelkezésre álló tapasztalati anyagot.

Az elemi részek kölcsönhatásai (a csupán makroszkopikus jelenségeknél szerephez jutó gravitációtól eltekintve) három típusba oszthatók:

I. Erős kölcsönhatások. Ezek vezérik a magfolyamatokat, létesítik a természetben előforduló legintenzívebb erőket, a magerőket. Erős kölcsönhatás eredménye a mezonok és nehéz részecskék keletkezése nagy energiájú magfolyamatokban. Az idetartozó jelenségek lefutási ideje 10^{-20} sec-nál rövidebb.

II. Elektromágneses kölcsönhatások. Két nagyságrenddel gyengébbek az erős kölcsönhatásoknál. Leírják a töltött részecskék Coulomb-kölcsönhatását, a fotonemissziót és abszorpciót. Elektromágneses kölcsönhatások kormányozzák az atom-burok jelenségeit.

III. Gyenge kölcsönhatások. Tíz nagyságrenddel gyengébbek az erős kölcsönhatásoknál. Ide tartozik elsősorban a β -bomlás, a mezonok és hyperonok bomlása. A gyenge kölcsönhatások által kiváltott jelenségek lefutási ideje (a szereplő, 100 MeV és 1 MeV nagyságrendek közti energiától függően) 10^{-10} sec és év közt változik.



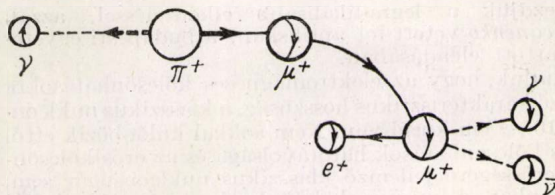
8. ábra. Wu kísérlete: az x -síkra szimmetrikus Co^{60} szívesebben bomlik az alul rajzolt végállapotba, mint annak tükörképébe, tehát a bomláskor megszűnik az állapot tükrözési szimmetriája

Lee és Yang rámutattak arra, hogy a paritás megmaradását *bizonyító* (spektroszkópiái és magfizikai) tapasztalati anyag kizárólag az elektromágneses és erős kölcsönhatások köréből származik. A magreakcióknál 10^{-6} -nál nagyobb gyakorisággal biztosan nem megy végbe paritássértő folyamat. Ezért biztosra vehető, hogy az erős és elektromágneses kölcsönhatások során a paritás megőrződik. A megfelelő erőtvények tükrözéssel szemben invariánsak. (Az elektromágneses tér esetére ezt meg is mutattuk.) *Nincs azonban semmi kényszerítő tapasztalati bizonyíték annak feltételezésére, hogy a paritás a gyenge kölcsönhatások során is megmarad.* Ehhez 10^{-10} pontosság elérése, vagy tisztán a gyenge kölcsönhatások által kiváltott jelenségek megfigyelése volna szükséges. A következtetés különösen azért érdekes, mert a K-mezonok bomlása, ahol a paritássértés lehetősége először felvetődött, éppen ezen gyenge folyamatok közé tartozik (10^{-8} sec élettartam 200 MeV energia felszabadulása mellett!).

Dolgozatukban Lee és Yang több kísérletet javasoltak annak eldöntésére, hogy a többi gyenge

folyamat, elsősorban a β -bomlás biztosítja-e a tükrözési szimmetriát vagy sem. 1957 elején e kísérletek nagy részét elvégezték. Az eredmények meglepőek voltak.

Csien-Hsziung Wu kínai fizikusnő (szintén az amerikai Columbia-egyetemről) olyan atommagok β -bomlását vizsgálta meg, amelyeknél a magspin állása ismert volt. (Mágneses térben a magok mágneses momentuma helyzeti energiára tesz szert. Alacsony, néhány K^o-os hőmérsékleten a magok úgy helyezkednek el, hogy a legmélyebb



9. ábra. A π -mezon bomlása

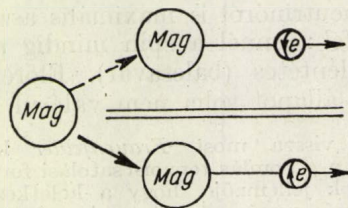
energiájú állapotba kerüljenek. Ezért a magspinek az erőter irányába orientálódnak.) A β -bomlás során fenti módon polározott Co⁶⁰-magokból kilépő elektronoknál Wu azt találta, hogy az irányeloszlás aszimmetrikus: az elektronok szívesebben repülnek ki a magspinnel ellentétes irányban, mint a magspin irányában. Ez a megfigyelés közvetlenül bizonyítja, hogy a vizsgált fizikai rendszer szimmetriája a β -bomlás során nem marad meg. Tekintsünk ugyanis egy z-irányba mutató spinű β -aktív magot. Ennek állapota az $[x, y]$ koordinátáskira való tükrözéssel szemben szimmetrikus. Bomlás után gyakoribbak a negatív z-tengely irányában kirepült elektronok, mint a pozitív z-tengely irányában haladók, így a végállapotban a tükrözési szimmetria már nem áll fenn. A β -bomlás pillanata a kezdetben fennállott tükrözési szimmetria megszűntét jelenti: a kezdeti állapotot a tükrözés önmagába viszi át, a végállapotot nem. (Végállapotban mindig a kilépő elektronok valószínűségi eloszlására kell gondolnunk, mert az elektron-állapotfüggvény ezt adja meg.)

Teljesen hasonló eredményre jutottak többen (Biswas és társai, Franzinetti és társai, Ledermann és társai, Telegdi és társai) a μ -mezonok bomlásánál. Azt tapasztalták, hogy a π^+ -mezonokból keletkezett μ^+ -mezon bomlásánál az elektron szívesebben repül ki a μ^+ -mezon keletkezési irányával ellentétesen, mint a keletkezés irányában. A megfigyelés magyarázata a következő: A π^+ -mezon bomlaskor a μ^+ -mezonokat előre-mutató spinnel emittálja. (Ez a π -bomlás paritásértő voltát bizonyítja: a tükörkép-folyamat, a hátrafelé polározott μ^+ -mezonok emissziója a természetben nem fordul elő.) A μ^+ -mezon spinjének állása eltérüléskor, szóródáskor nem változik. A μ^+ -bomlás azután ugyanazt az aszimmetrikus irányeloszlást mutatja, amit Wu észlelt: a μ^+ -spinnel ellentett irányban való elektron-

kilépés a gyakoribb. (Ez pedig a μ^+ -bomlás paritásértő voltának a bizonyítéka.)

Egy harmadik kísérletben Frauenfelder a β -bomlaskor keletkező elektronok spinjének állását mérte ki. Azt találta, hogy az elektronok túlnyomórészt a kilépési iránnyal ellentétben álló spinnel repülnek ki. A jelenség tükörképe mozgásirányba polározott elektron kilépése volna, ez sokkal ritkábban következik be.

Mindhárom kísérlet egyértelműen bizonyítja, hogy a természet két állapot közül, amelyek egymásnak tükörképei, az egyiket előnyben részesíti a másikhoz képest. Mindhárom kísérlet megcáfolhatatlanul, a K-bomlásnál sokkal közvetlenebb módon igazolja azt, hogy a gyenge folyamatok során a paritás, a fizikai állapot szimmetriája nem marad meg. (Természetesen a paritás megmaradása továbbra is fennáll az erős és elektromágneses folyamatoknál. Előbbiek kormányozzák a magfolyamatokat, utóbbiak az atomburok, a kémia, így az élet jelenségeit. A tétel azonban csak közelítő érvényű, a finomabb fizikai mérések, mint láttuk, az ellenpéldák sorozatát tárták fel.) Ez kétségkívül az utóbbi évek legmeglepőbb, elvi szempontból leglényegesebb fizikai felfedezése. Nem gyakorlati,



10. ábra. Frauenfelder kísérlete: A bomlás az alsó nyíl szerint gyakoribb, mint a felső szerint, a β -elektronok nagy részének spinje mozgásiránnyal ellentétes

hanem elvi szempontból ahhoz lehetne hasonlítani a felfedezés forradalmi voltát, mintha valaki az impulzus megmaradásának szigorú érvényességét cáfolta volna meg.

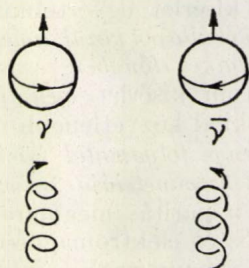
A csavar-neutrínó

Landau, valamint tőle függetlenül Lee és Yang ez év márciusában megjelent munkáikban rámutattak arra, hogy a β -bomlás megfigyelt aszimmetriái egy közös gyökére vezethetők vissza: a folyamatban megjelenő neutrínó aszimmetrikus felépítésére.

A neutrínó semleges könnyű részecske, amely közvetlenül általában nem figyelhető meg, távozásáról az általa elvitt energia, impulzus és spin tudósít. (Ha egy neutrínós folyamat részecskéit az ellenkező töltésű részecskékkal, a Dirac-féle értelemben vett antirészecskékkal helyettesítjük, a neutrínó helyébe is a szintén semleges, de a neutrínótól mégis megkülönböztetendő antineutrínó lép.)

Landau, valamint Lee és Yang a következő hipotézist vezették be: a természetben csak olyan neutrínó fordul elő, amelynek spinje a mozgásirányba

mutat. Az olyan alakzatot, amelynél a perdület és a haladási irány összesik, egy jobbmenetű csavarral szemléltethetjük. Landau feltevése szerint a neutrínó az az elemi részecske, amely a természetben elképzelhető maximális aszimmetriát mutatja: csak a jobbmenetű csavarral szemléltetett állapotban fordul elő. A tükörkép-állapot, amely a balmenetű csavarnak, a haladási iránnyal ellen-



11. ábra. A csavar-neutrínó és antirészecskéje

tétes perdületnek felelne meg, teljesen hiányzik a természetből. (Tükrözéskor az impulzus és spin, mint vektor és axiális vektor, ellenkezően transzformálódnak.)

Az antineutrínóról is maximális aszimmetriát tételezünk fel: ennél a spin mindig a haladási iránnyal ellentétes (balcsavar). Előrepolározott antineutrínó-állapot soha nem valósul meg.

Térjünk vissza most *Frauenfelder* kísérletéhez. A Co^{60} -izotóp a β -bomlás tenzor-csatolási formája révén bomlik. Ennek jellemzője, hogy a keletkező elektron és antineutrínó egységnyi spint visz el és a kilépés nagy valószínűséggel hegyes szög alatt történik. Az antineutrínó $1/2$ spinje feltétlenül hátrafelé mutat. Az elektron $1/2$ spinjének ezzel párhuzamosan kell állania, hogy az eredő 1 spin kiadódjék. Mivel a haladási irányok általában hegyes szöget zárnak be, ez általában mozgásiránnyal ellentétes állású elektronspinnek felel meg. Látjuk ebből, hogy a csavar-neutrínó magyarázni tudja a *Frauenfelder*-féle eredményt. Az egyezés kvantitatívnak mondható, noha elég nagy a mérési pontatlanság. Ha a neutrínóra vonatkozó csavar-hipotézis helyes, a pozitron-bomló magoknál (ahol antineutrínó helyett mozgásirányba polározott neutrínó lép ki), a pozitronoknak mozgásiránnyal párhuzamos spinnel kell rendelkezniük. Az elmélet ragyogó sikere és bizonyítéka, hogy ezt a jóslást a pozitron-aktív Co^{58} -izotóppal elvégzett kísérletek ez év tavaszán, heteken belül tökéletesen igazolták.

Megérthetjük a *Wu* által talált aszimmetriát is. Láttuk, hogy az $e\nu$ -pár nagy valószínűséggel a közös kirepülési irányukkal ellentétesen álló egységnyi impulzusmomentumot szállít el a magból. A β -bomlás során az 5-ös spinű Co^{60} -mag a 4-es spinű Ni^{60} -maggá alakul át. Hogy a spinkülönbséget az $e\nu$ -pár elszállíthassa, a mag-spinnel ellenkező irányban kell kirepülniök. A kísérlet és elmélet egyezése kvantitatív.

A $\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu$ bomlaskor kirepülő neutrínó mozgás irányban $1/2$ spint visz el. Az impulzusmomentum-megmaradás miatt ellenkező irányban kilépő μ^+ -mezon $1/2$ spinjének is a mozgásirányba kell mutatnia, hogy a bomlástermékek eredő impulzusmomentuma zérus legyen, megegyezésben a kezdetben jelenvolt π -mezon zérus impulzus momentumával (9. ábra).

Láthatjuk, hogy a neutrínó feltételezett teljes aszimmetriája magyarázza a β és π -bomlás megfigyelt aszimmetrikus lefolyását. (Megjegyzendő, hogy a μ -bomlásnál két neutrínó, a K -mezon π -mezonokra való

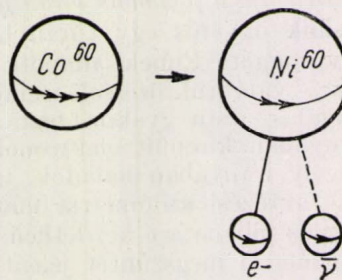
bomlásánál egy neutrínó sem keletkezik. Itt a szimmetriasértés nem következik a csavar-neutrínó hipotéziséből egyértelműen. A kérdés tisztázását célzó vizsgálatok jelenleg folyamatban vannak.)

Tükrözésszimmetrikus-e a természet?

Befejezésül vizsgáljuk meg: milyen elvi következtetést kell levonnunk a gyenge kölcsönhatások megfigyelt aszimmetrikus lefolyásából magának a természetnek szimmetrikus vagy aszimmetrikus voltára nézve?

Kezdjük a legradikálisabb elképzeléssel, azzal, amit *Ivanenko* vetett fel áprilisban, a budapesti egyetemen tartott előadásában.

Tudjuk, hogy az elektromágneses kölcsönhatásokra jellemző karakterisztikus hosszúság, a klasszikus nukleon-sugár 10^{-13} cm körül van. Nem sokkal különbözik ettől az erős kölcsönhatások hatótávolsága és az erős kölcsönhatás erősségére jellemző klasszikus nukleon-sugár sem. Ha azonban a gyenge kölcsönhatás kicsiny csatolási állandójából alkotunk hosszúság dimenziójú mennyiséget, a fentieknél jóval kisebb távolságadatra jutunk: 10^{-16} cm. Feltételezhető mármint, hogy a tér geometriai szerkezete durván homogénnek és izotrópnak tekinthető. Ez a feltevés, mint közelítés, 10^{-13} cm-es távolságokban (erős és elektromágneses kölcsönhatások kizárólagos figyelembevétele) megengedett. Jóval kisebb, 10^{-16} cm-es távolságokban azonban már jelentkezhetik a geometriai tér mikrostruktúrájának hatása: a diszkrét pontrács vagy vonalelemsokaság jellegéből adódó anizotropia vagy pl. a pont és vonalelem helyett jobbmenetű csavarelemekből felépült térszerkezet aszimmetriája. Ez nyilvánulhat meg azután a gyenge kölcsönhatásokkal kapcsolatos fizikai jelenségekben is.



12. ábra. A *Wu*-kísérlet spinviszonyai

A felvetett gondolat még kiforratlan és talán túlzottan radikális. Nem mulaszthatjuk el, hogy megpróbálkozzunk konzervatívabb magyarázattal is, olyannal, amelyik az általában jól bevált és tapasztalatilag sok vonásban igazolt korábbi elméletnek több hasznos részét őrzi meg és így azonnal a jelenségek szélesebb körének magyarázatára képes.

Legegyszerűbb feltevés az, hogy a geometriai tér teljesen szimmetrikus, felvehetünk benne jobb- és balsodrású koordináta-rendszert egyaránt. A *fizikai alkalmazások* során azonban végigazegyik fajta koordináta-rendszerrel kell maradnunk, mert a *természeti jelenségeket leíró törvények egy része nem invariáns a tükrözésekkel szemben*, másként hangzik jobbsodrású rendszerben, mint balsodrásúban. Ez az oka annak, hogy egy folyamat tükörképe nem feltétlenül található meg a természetben: a tükrözött jelenség már nem elégíti ki a probléma differenciálegyenleteit.

Az elektrodinamika (3) alapegyenleteiről megmutattuk, hogy tükrözésinvariánsak. De ha bennük pl. $\partial \vec{E}/\partial t$ -t és $\partial \vec{H}/\partial t$ -t felcseréljük, a tükrösszimmetria elromlik: az egyenlet már csak egyik típusú koordináta-rendszerben érvényes ilyen alakban. Valami hasonló a helyzet a β -bomlás esetében. A tapasztalat megtanított arra, hogy az emittált elektron \vec{v} sebessége szívesebben mutat a σ magspinnel ellentétes irányba, mint egyezőbe. Ennek egy lehetséges matematikai megfogalmazását a következőképpen adhatjuk meg. Vegyük fel az energia-kifejezést ilyen alakban:

$$H = E_0 + f \left[1 - \frac{\vec{\sigma} \cdot \vec{v}}{c} \right] A. \quad (7)$$

Itt E_0 egy tükrösszimmetrikus energiaállandó, A pedig egy olyan operátor, amely a kezdeti magot leíró ψ_K állapotfüggvényt a bomlástermékeket leíró ψ_B állapotfüggvénybe viszi át:

$$A \psi_K = \psi_B. \quad (8)$$

Tegyük fel, hogy t pillanatban a mag még elbomlatlan állapotban volt: $\psi(t) = \psi_K$. Egy kis dt idő elteltével a rendszer állapota (7) szerint a következő lesz:

$$\begin{aligned} \psi(t + dt) = & \left(1 - \frac{2\pi i}{h} E_0 dt \right) \psi_K - \\ & - \left(\frac{2\pi i}{h} f \left[1 - \frac{\vec{\sigma} \cdot \vec{v}}{c} \right] \right) \psi_B. \end{aligned} \quad (9)$$

Látjuk, hogy az állapotfüggvényben az elbomlott állapotot képviselő rész akkor van jobban képviselve, ha a szögletes zárójelben álló kifejezés nagyobb, azaz ha a $\vec{\sigma}$ magspin és \vec{v} elektronsebesség ellentettben állnak. Az ilyen bomlás tehát valószínűbb, mint a spin irányában való elektronemisszió.

A

$$\frac{h}{2\pi i} \frac{\partial \psi}{\partial t} + \left(E_0 + f \left[1 - \frac{\vec{\sigma} \cdot \vec{v}}{c} \right] A \right) \psi = 0 \quad (10)$$

Állapotegyenletet tekintünk érvényesnek jobbsodrású koordináta-rendszerben. Térjünk át az origóra való tükrözéssel balsodrású rendszerre. Adott geometriai pont koordinátái most is (2) szerint változnak meg. Egyidejűleg a $\vec{\sigma}$ axiális vektor (2a) szerint változatlan marad, a \vec{v} vektor (2v) szerint jelet vált, tehát az egyenlet a következő alakot veszi fel az új koordináta-rendszerben:

$$\frac{h}{2\pi i} \frac{\partial \psi}{\partial t} + \left(E_0 + f \left[1 + \frac{\vec{\sigma} \cdot \vec{v}}{c} \right] A \right) \psi = 0. \quad (11)$$

Az állapotegyenlet alakja megváltozott. Ha a (7) energiakifejezést tanultuk meg, nem szabad elfelejtenünk, hogy az csak jobbsodrású koordináta-rendszer használata esetén helyes. Az energia nem skalár, az állapotegyenlet nem tükrösszimmetrikus.

A kísérletek során megfigyelt aszimmetria magyarázatának egyik lehetősége tehát a következő: a β -elektronok irányeloszlása azért aszimmetrikus, mert az azt kialakító természettörvények aszimmetrikusak.

Vajon valóban ez az egyedül elképzelhető magyarázat?

A szőlő példájánál azt mondtuk, hogy a karóra való felfutás azért aszimmetrikus, mert a szőlő sejtjei, molekulái tartalmaznak valamilyen aszim-

metriát, nem pedig a fizika—kémia—biológia törvényei. Azok megengednének balra csavarodó szőlőt is, csak éppen a Föld növényvilágában a jobbra futó szőlő terjedt el. A szőlő aszimmetriája tehát véletlen, lokális, nem pedig alapvető, elvi aszimmetria.

Nem lehetne ugyanezt elmondani a β -bomlás atommagokról is? Próbáljuk meg. Tegyük fel, hogy a Co^{60} -mag, amely a 8. ábra baloldalán szerepel, nem pontosan szimmetrikus. Egy kis jobbmenetű csavar van talán bedugva vagy valamilyen hasonló aszimmetrikus elemet tartalmaz. Ez irányítja a β -elektronok aszimmetrikus kilépését. Vezessünk be egy q mennyiséget, amelynek értéke földi Co^{60} -magoknál $+1$. Elképzelhető, hogy léteznek valahol a világegyetemben (vagy csak lehetőségeként) olyan magok, amelyek a földi magok tükröképei, amelyekben talán egy kis balmenetű csavar vagy hasonló ellentett aszimmetrikus elem van. Ezt jellemezte a $q = -1$ érték. Látjuk tehát, hogy q értéke tükrözéskor jelet vált.

Ezt felhasználva a (10) állapotegyenlet így írható át:

$$\frac{h}{2\pi i} \frac{\partial \psi}{\partial t} + \left(E_0 + f \left[1 - q \frac{\vec{\sigma} \cdot \vec{v}}{c} \right] A \right) \psi = 0. \quad (12)$$

Ez jobbkézes magoknál, tehát a földi magoknál megegyezik (10)-zel. Balkezes, földidegen magoknál $q = -1$, tehát (12) a (11)-hez hasonló egyenletre vezet, amely a spin irányába való elektronemissziót segíti elő. (12)-ben q és \vec{v} tükrözéskor jelet vált, $\vec{\sigma}$ nem, az állapotegyenlet ilyen alakban már teljesen invariáns tükrözéssel szemben.

Feltevésünk eredménye az, hogy a tükrözési aszimmetriát a természeti törvényekről áthárítottuk az atomi részecskékre. Fel kellett tételeznünk azt, hogy a Földön egyik fajta (a jobbkézes) részecskék túlsúlyban vannak. Lee és Yang ezt a feltevést az elektron és pozitron esetével hasonlítják össze. Ez a két részecske a töltés előjelében különbözik, egyébként teljesen egyenrangúak, azonos törvények írják le mozgásukat. Földi előfordulásuk, földi életük mégis igen eltérő: az elektron gyakori, minden földi anyag állandó alkotórésze, a pozitron viszont átmeneti, ritka vendég. Az elektron kitüntetett volta is a Föld anyagának kialakulásával, tehát nem fizikai, hanem történeti okokkal magyarázható.

Természetesen a jobb- és balkezes részecskékre vonatkozó mentőfeltevés a levegőben lóg mindaddig, amíg a földi jobbkézes részecskék balkezes tükrömásait a természetben meg nem találjuk, amíg a q mennyiség fizikai jelentését fel nem derítjük.

E rendkívül súlyosnak és távolinak látszó kérdést Landau válaszolta meg 1956 decemberében, elegánsan egyszerű módon. Azt tételezte, hogy a részecskék q aszimmetria-eleme éppen a részecskék elektromos töltése. Ha egy részecske-állapotot tükrözünk, nem elegendő a jobbot a ballal felcserélni (mint azt eddig gondoltuk), hanem a részecske töltésének előjelét is meg kell változtatni, pontosabban a részecskét a megfelelő antirészecskével kell helyettesíteni. (Ugyanez

a gondolat megtalálható azonban már Wigner Jenőnek egyik 1952-ből származó munkájában, mint felvetett lehetőség.) Landauszerint egy pozitív töltés a természetben épp olyan aszimmetrikus alakzat, mint egy jobbmenetű csavar. A Wu-féle kísérletben szereplő Co^{60} -atom valódi tükörképe (a 8. ábra állításával szemben) nem önmaga, hanem egy anti-kobaltatom, amelynek negatív töltésű magja 27 antiprotonból és 33 antineutronból áll, és amely körül 27 pozitron kering. E tükörmás β -bomlásakor keletkező pozitronok Landau szerint már a magspinnel *párhuzamos* irányba repülnek ki és mozgásirányukkal *párhuzamosan* lesznek polározva, a folyamat tehát a földi Co^{60} -bomlás *tökéletes* tükörképét fogja szolgáltatni. Ilyen anti-kobalt-atomok a Földön nincsenek ugyan, de létezésük semmi fizikai törvénynek nem mond ellent, elvileg előállíthatók és esetleg távoli égitesteken elő is fordulhatnak. A β -bomlás irány-aszimmetriája nem a természettörvények, hanem a kezdeti állapot aszimmetriájának a következménye, akárcsak a szőlő esetében.

A tükrözés Wigner—Landau-féle elméletét könnyebben ellenőrizhetjük a könnyű részekenél, mert itt a tükörmás, az antirészecske előállítása nem kíván olyan nagy energiát. A csavar-neutrínó elmélete a Landau-féle tükrözést teljesen alátámasztja: A 11. ábrára vetett pillantás mutatja, hogy az antineutrínó (balcsavar) a neutrínó (jobbcsavar) tökéletes tükörképe. A neutrínó aszimmetriáját a tükrözés Wigner—Landau-féle értelmezése teljesen feloldja.

A μ^+ -mezon antirészecskéje a μ^- -mezon. Ez a μ^+ -hoz hasonló gyakorisággal megtalálható a kozmikus sugárzásban. Amíg a μ^+ -bomlás pozitronjai a spinnel ellentétes irányban lépnek ki, a μ^- -bomláskor az elektronok kilépése a spin irányában történik. Ezt az elméleti következtetést a megfigyelések alátámasztani látszanak.

A tükrözés Wigner—Landau-féle elmélete is szimmetriát követel a természeti törvényektől: azt, hogy az (antirészecskére való áttérést is magában foglaló) teljes tükrözéssel szemben legyenek a természeti törvények invariánsak. Hogy ez a követelmény mennyire teljesül, annak kísérleti ellenőrzése folyamatban van. Az eddig elvégzett kísérletek kvantitatív összhangban állnak az elmélet eredményeivel.

A jelen írás címében felvetett kérdésre tehát a következő választ adhatjuk:

Ha a pontosabb kísérletek az eddigi eredményeket megerősítik, akkor a természetet mégis tükrözésszimmetrikusnak kell mondanunk. *Teljes tükrözés* alatt azonban a jobb és bal közönséges értelemben vett felcserélését és *egyidejűleg* a részecskének antirészecskével való helyettesítését kell értenünk. (Egy jobbkezes kesztyű tükörképe egy antiatomokból, negatív magokból és pozitív burkokból álló balkezes kesztyű.) A *csonka tükrözés* csak felületesen cseréli fel a jobbot a ballal és nem veszi észre, hogy a részecsketöltés is az aszimmetrikus elemek egyike. Ez azonban nem ad tökéletes tükörképet. Olyan fiktív alakulatokhoz vezet, amilyenek a természetben nem fordulnak elő (pl. hátrafelé polározott neutrínó.) A *csonka tükrözés* által adott fiktív, felemás alakulatoknak a természetben előforduló hasonló alakulatoktól való eltérése legtöbbször mégis olyan kicsiny, hogy a felületes szemlélő ezt nem veszi észre. Ezért sokáig a természetnek a bevezető oldalakon is használt *csonka tükrözéssel* szemben való invarianciáját tételeztük fel. Az elkövetett hibát csak finomabb mérés, a gyenge kölcsönhatások vizsgálata leplezte le.

Hogy a részecske pozitív, ill. negatív töltése miért tekintendő olyan szimmetrikus geometriai alakzatnak, mint egy jobb-, ill. balmenetű csavar, azt talán a részecskék szerkezetére vonatkozó kutatások tisztázni fogják. Ilyen irányban a vizsgálatok már meg is indultak, ezzel foglalkozott J. Rayski professzornak a balatonvilágosi elemi-rész-kollokviumon tartott egyik előadása. Ha azonban e kérdések taglalásába belemennénk, az messzire vezetne és (ma még) elhagynánk a tapasztalat állandó ellenőrzésének lehetőségét, ami pedig most is, a legutóbbi hónapok nagyszerű felfedezéseinek megszületésénél döntő tényező volt.

*

Lapzártakor érkezett a hír, hogy az 1957. évi fizikai Nobel-díjat Lee és Yang kínai fizikusok kapták a paritás megmaradásával kapcsolatos kutatásaikért. Lee harmincöt, Yang harminc éves.

Marx György

Egyetemi Elméleti Fizikai Intézet —
KFKI Atomfizikai Osztálya, Budapest

Sorok egy meglepő felfedezésről

Lapunk előző cikke beszámolt az elmúlt hónapoknak arról a nagy horderejű felismeréséről, hogy a természetben a jobb és bal szimmetriája (legalábbis a régi értelemben) nem áll fenn. A felismerést szakmai körök az utóbbi évek egyik leglényegesebb eredményének tekintik. Ezt bizonyítja W. Paulinak, a róla elnevezett Pauli-elv és számos más alapvető törvényszerűség felfedezőjének levelei is, amelyeket V. F. Weisskopfhoz, az elméleti magfizika talán legkiemelkedőbb alakjához intézett. A levelek egyéni véleményeket és kifejezéseket is tartalmaznak, de mindenesetre tükrözik a kortárs élményét a valóban forradalmi felfedezés kapcsán. A levelekből részleteket közlünk.

1957. január 17.

... Én is olvastam Yang és Lee munkáját a *Physical Review* 1956 októberi füzetében, amelyben a tükrözési invariancia megsértésének formális lehetőségét diszkutálják. Az az észrevételük, hogy ezt irányított spinű magokon végzett kísérletekkel meg lehet vizsgálni, becsléseikre világít. Hallom, hogy e kísérleteket a Bureau of Standards-ban, valamint Leidenben is elvégzik.

Én nem hiszem, hogy az Isten balkezes, és hajlandó vagyok igen nagy összegben fogadni, hogy a kísérlet szimmetrikus elektroneloszlást fog adni. Nem látok semmilyen logikai kapcsolatot valamely kölcsönhatás erőssége és tükrözési invarianciája között. Ezenkívül ha fel is adjuk a jobb-bal szimmetriát a β -bomlás esetében, ez egyáltalán nem segít a K-mezonokon. A nagy probléma ez: miért nem megy végbe a $K = e + \nu$ reakció! Halvány sejtésem sincs erről!!

1957. január 19.

... Egy sürgős kiegészítés legutóbbi levelémhez. Blatt azt írta, hogy Wu kísérlete az irányított spinű magokkal aszimmetrikus elektroneloszlást adott. Ez igen izgalmas! Mennyire bizonyos ez a hír? Azt is írja, hogy a neutrínó és antineutrínó egymásnak tükröképei. Az Isten balkezesében elektront és neutrínót, jobbkezesében pozitront és antineutrínót tart?

Ez Salam egy gondolatának felel meg, aki ezt a neutrínó tömegének zérus voltával hozza kapcsolatba. Ez ekvivalens azzal, hogy a neutrínó zérus tömegű, kétkomponensű spinor. De miért csak a gyenge kölcsönhatásoknál találkozunk a tükrözési invariancia e korlátozásával? Tud erről valaki valamit?

1957. január 27.

... Az első megrendülés után kezdem összeszedni magam. Igen, ez valóban drámai volt. 21-én, hétfőn este 8 órakor előadást szándékoztam tartani a neutrínó új és régi történetéről. 5 órakor kaptam meg Wu, Telegdi és Ledermann kísérleti dolgozatait. Ugyanez nap reggel Yang, Lee és Oehme két elméleti munkája érkezett meg a kétkomponensű spinor-elméletéről. (Ez az elmélet Weyltől származik, 1929-ből, de ő rosszul interpretálta az elméletet. Az én 1932-beli Handbuch-cikkem a vele folytatott diszkusszióimat reprodukálja.) Ezt az elméletet lényegében azonos alakban tartalmazza Salam egy korábbi dolgozata, amelyet preprint alakjában már hat vagy nyolc héttel ezelőtt megkaptam. Csodálkozom, hogy az USA-ban is ismerik ezt.

Most hol kezdjem? Jó, hogy nem fogadtam, hiszen ez rengeteg pénzembe került volna (amit nem is tudtam volna honnan előteremteni). Jót nevezhetsz rajtam ebben a helyzetben, de azt hiszem, ehhez jogod van, ezt nem tagadhatom meg Tőled.

Nem is az döbbsz meg olyan nagyon, hogy az Isten balkezes, hanem az, hogy mindig jobb-bal-szimmetrikusnak látszik, amikor erősen nyilatkozik meg. Röviden, számomra az a probléma, hogy miért marad meg a paritás az erős kölcsönhatásoknál? Hogyan hozhat létre valamely kölcsönhatás erőssége szimmetriacsoportokat, invarianciát és megmaradási tételeket? Ez vezetett engem is téves jóslatomhoz. A helyes válasz a kérdésre nem tudom, de nem szabad megfeledkeznünk arról, hogy egy precedenst már ismerünk erre: ez az izotóp spinter forgáscsoportja, amely az elektro-

mágneses térről már nem alkalmazható. Miért alkalmazható akkor egyáltalán — ezt sem tudjuk. Úgy látszik, itt némi analógia áll fenn, amire Yang és Lee is rámutat.

... Leírtam, hogy Bohr, aki fő ellenfelem volt az 1932. évi Solvay-kongresszuson a neutrínó-ügyben, miképpen gondolta, hogy az energia-tétel nem teljesülése a β -bomlásnál plauzibilis lehet. Ellenzése később egyre gyengébbé vált és 1933-ban igen általánosan ezeket mondta: „A β -bomlással kapcsolatban készen kell lennünk új meglepetésekre.” Említettem, hogy később visszatérek azokra a meglepetésekre, amelyeket Bohr professzor ígért meg nekünk abban az időben.

Az energiatétellel kapcsolatos elgondolása bizonyosan nem volt helyes, ... de ki tudja, van-e megállás a legújabb események területén? Talán a β -kölcsönhatás még mindig túlságosan erős ahhoz, hogy az energiatételt is megsértse? Mit mondhatunk a még gyengébb kölcsönhatásokról, amelyekre az energiatétel már talán nem érvényes, amint azt Bohr sugallta?

Az egészet talán a hullámmechanika általános formalizmusával lehetne kifejezni. Gondoljunk el a Hamilton-operátorban egy igen kis kölcsönhatási tagot, amelynek csatolási állandója expliciten függ az időtől. Ekkor valami hasonló történne. Nyilvánvalóan azt mondanánk, hogy az az időösszeffüggés egy energiát elszállító erőteret megnyitvánulása. Ez voltaképpen az érvelés feje tetejére való állítása, mindazonáltal ugyanezt a jobb-bal aszimmetria esetében is megkísérleljük. Vegyük szemügyre az energia-operátor tükrözéskor nem változó és tükrözéskor jelet váltó tagjait. Az elsőket szorozzuk meg valamilyen erőter $\varphi(x)$ skaláris potenciáljával, a másodikakat pedig a pszeudoskalár $\varphi(x)$ -szel. Az Isten számára, aki $\varphi(x)$ előjelét meg tudná változtatni, ez az elmélet természetesen szimmetrikus volna a „jobb” és „bal” felcserélésével szemben, de a n.i számunkra, akik semmit sem tudunk erről a hipotetikus X-erőteréről, csak azt, hogy a Földön térben és időben gyakorlatilag állandó a potenciálja és hogy e teret nem vagyunk képesek megváltoztatni.

A példa igen elméleti ízű. Miért vettünk skalár teret? Miért nem például egy vektortér időbeli komponensét, amely sokkal nagyobb, mint a többi? Ebben az esetben a Lorentz-invariancia „megsértése” is bekövetkezhetne. Nem tudom, valóban megvizsgálták-e a kölcsönhatások Lorentz-invarianciáját? (Azt természetesen tudjuk, hogy szabad részecskék esetében az invariancia teljesül.) Kérlek, válaszolj a kérdésre. Ez igen fontos.

1936-ban publikáltam egy megjegyzést, amely szerint a Fermi-kölcsönhatás állandója esetleg a gravitációs állandó négyzetgyökével arányos. Mindaddig nem ismerünk olyan módszert, amellyel e feltevés helyességét igazolhatjuk vagy megcáfolhatjuk. Azt hiszem azonban, szem előtt kell tartanunk azt a lehetőséget is, hogy egy másik, ismeretlen térnek is szerepe van ebben. Az, hogy ez éppen a gyenge kölcsönhatások esetében van így, a tér ismeretlen fizikai tulajdonságaival kapcsolatos okok következménye lehet. Sok kérdés, s egyre sincs válasz!

A legközelebbi feladat azon invariancia- és megmaradási törvények meghatározása volna, amelyeknek a Fermi-kölcsönhatás még most is eleget tesz.

... Vajon az „erős tükrözéssel” szemben való invariancia érvényes-e továbbra is? Bizonyosan kellemes dolog volna, ha ez az invariancia helyesnek bizonyulna, de nem döbbenék meg nagyon akkor sem, ha kiderülne, hogy nem.

... Én nem szeretem olyan nagyon a kétkomponensű neutrínó-elmélet speciális esetét. Azt szeretném tudni, mi a helyzet a valóságban. Kérlek írj, ha megbízható híreket hallasz.

... Yang és Lee dolgozatai valóban kitűnőek. A kétkomponensű dolgozatot is olvastam. A vége jó; ma azonban jobban szeretem az X-tér elméletét, mint a kétkomponensűt. Ha esetleg azt találják, hogy a kölcsönhatások még csak nem is Lorentz-invariánsak, ígérem, nem fogok megdöbbszenni. Az X-tér idejára kissé határozatlan és túlságosan ad hoc. Ezen még gondolkodni fogok.

Fordította: Györgyi Géza

Megjegyzések a tér—idő kontinuum kiméréséhez*

1. Bevezetés

Az utóbbi időben egyre nagyobb tért hódít az a meggyőződés, hogy a terek szokásos nem lineáris csatolású, lokális kvantumelméletében mélyenfekvő nehézségek (mondhatnók, ellentmondások) vannak. Sok kutató jutott arra a meggyőződésre, hogy ezek a nehézségek csak az elmélet fundamentális átalakítása útján szüntethetők meg. Nagyon valószínűnek látszik, hogy az elmélet említett átalakítása szükségessé teszi egy „legkisebb hosszúság” következetes beépítését az elméletbe. Sajnos, az ilyen irányú vizsgálatok ez idáig nem vezettek megnyugtató eredményre. Sőt, pillanatnyilag úgy látszik, a legkisebb hosszúság beépítését célzó térelméletek még nagyobb nehézségekkel terhesek, mint a konvencionális elméletek. Talán ezzel magyarázható az a körülmény, hogy még mindig nem alakult ki egységes vélemény, milyen irányban kell keresni egy ilyen elmélet kiépítésének útját.

Ezzel kapcsolatban szeretnék rámutatni, hogy véleményem szerint a keresett általánosított térelmélet szerkezetére vonatkozólag bizonyos felvilágosításhoz jutunk, ha megbeszéljük a tér—idő kontinuum kimérésének folyamatát. Először tisztán kvalitatíve megmutatjuk, hogy az ilyen irányú megfontolások a következő eredményre vezetnek: Egy világpont x_μ koordinátái nem tekinthetők c -számoknak, mert a téroperátorokkal képezett kommutátoraik nem mindig tűnnek el. Ezt az eredményt a következő fejezetben (2) az anyag részecske-szerkezete alapján levezetjük. Azután (3) a térelmélet szemszögéből taglaljuk ezt a kérdést, végül (4) megfontolásainkat összevetjük Bohrnak és Rosenfeldnek a kvantum-térelméleti mennyiségek mérhetőségére vonatkozó eredményeivel.

2. A kérdés taglalása a részecske-kép alapján

Aligha szorul bővebb megvilágításra az a kijelentés, hogy a mikrofizikában, pl. egy elektron helyének meghatározásakor, a mérés végső soron csak elemi részek segítségével történhet.¹ Az előbbi példában pl. a méréshez olyan elemi részekre van szükség, amelyek az elektronnal megfelelő kölcsönhatásban vannak. Ha pl. mérőeszközül foton-mikroszkópot választunk, a fotonok ν frekvenciájának növelésével a helymérés Δx bizonytalansága — mint Heisenberg megfelelő diszkussziójából tudjuk — tetszőlegesen kicsívézhető. ** Ilyen helymérés esetén azonban egyrészt az

* A Társulat 1957. júniusi balatonvilágosi kollokviumára beküldött előadás.

¹ Az a makrofizikai hipotézis, amely tetszőlegesen osztható, merev mérőrudak létezését posztulálja, a mikrofizikában természetesen használhatatlan fikció.

** Már Pauli (Hdb. d. Phys. 24,1) rámutatott arra, hogy a Compton-effektusban a 90° -kal szórt sugárzásnak nem lehet tetszőlegesen nagy a frekvenciája. A Δx -re innen adódó korlátot azonban eddig alig vették figyelembe.

elektron impulzusa teljesen határozatlanná válik, másrészt ha a foton frekvenciája nagyobb, mint $\nu_g = 2mc^2/h$, akkor a mérendő objektum környezetében más változás is történik. A $\nu > \nu_g$ frekvenciájú foton ugyanis az elektronnal való ütközéskor meghatározott valószínűséggel elektron—pozitronpárt kelt. Az elektron helyének ilyen mérése alkalmával tehát az elektronok és pozitronok számának operátora ellenőrizhetetlenül megváltozik.² A kvantumelmélet törvényei szerint ez nyilvánvalóan azt jelenti, hogy x_μ , valamint az elektronok és pozitronok számának operátora nem cserélhetők föl.³

Ha a foton frekvenciája elég nagy, az elektronnal való ütközéskor proton—antiproton-pár is keletkezhet, és így tovább... E részecskék számának operátora sem kommutál tehát az x_μ -vel.

Természetesen megkísérélhető olyan helymérési módszer kidolgozása, amely nem jár ilyen ellenőrizhetetlen zavaró effektusok fellépésével. Véleményem szerint azonban lényegesen más módszerek nincsenek. Ilyen mérési pontosságnál (10^{-10} cm vagy még kisebb nagyságrendű hosszúságok esetén) a merev mérőrudak eleve használhatatlanok, hiszen eltekintünk atomos felépítésüktől. A mérés tehát csak alkalmas elemi részek segítségével történhet. Viszont csak olyan elemi részek jöhetnek szóba, amelyek a mérendő elektronnal kölcsönhatásba lépnek. A kölcsönhatás lehetősége viszont mai tudásunk szerint mindig együtt jár azzal a lehetőséggel, hogy a mérő részecske a mérendő részecskébe (sőt esetleg más részecskébe is) átalakuljon. Úgy látszik, hogy egy elemi rész helyének mérésekor mindig más részecskék jönnek létre. A helykoordináták operátora tehát általában nem kommutál a részecskék számának operátorával. Minthogy a terek kvantumelméletében a részecske-szám-operátort térmennyiségekkel állítjuk elő, azt is mondhatjuk, hogy a helykoordináták általában nem kommutálnak a térmennyiségek operátoráival. Ezzel a bevezetőben említett állításunkat igazoltuk.

3. A kérdés taglalása a térelmélet szemszögéből

Az erőterek szokásos kvantumelméletében az anyagi világról tudvalevőleg a következő képet fogadjuk el:

Az elemi részek különböző típusaihoz kvantált, lokális teret rendelünk.⁴ A természetben meg-

² Az elektron x_μ koordinátájának bizonytalansága és a részecskeszám természetesen nem függetlenek egymástól, hanem az empirikus hatáskeresztmetszet kapcsolatot létesít közöttük.

³ Vegyük azt is figyelembe, hogy az elektron helyének meghatározása lehetetlenné válik, ha a mérőberendezésben egy vagy több elektronpár keletkezik, hiszen a primer elektron a szekunder elektronoktól nem különböztethető meg. Az x_μ mérhetőségének tehát — úgy látszik — elvi korlátai is vannak.

⁴ Azaz minden x_μ világponthoz a (klasszikusnak gondolt) térmennyiségeknek pontosan egy értéke tartozik

figyelt kölcsönhatásokat azután azáltal írjuk le, hogy a terek között csatolást létesítünk. A mi szempontunkból most az a leglényegesebb, hogy elfogadjuk a klasszikus térelméletnek azt a kijelentését, hogy az x_μ — k c -számok, vagyis az összes téroperátorral kommutálnak. Ez a feltevés azzal a következménnyel jár, hogy az x_μ kontinuum kimérésének teljesen függetlennek kell lennie a térmennyiségek mérésétől. Más szóval: a tér—időmérés semmiféle kapcsolatban sem lehet valamilyen tér-kiméréssel.

E kijelentések a makrofizikában kétségtelenül ismét értelmüket veszítik, viszont lényeges szerepük van a mikrofizikában, ahol nem hagyható figyelmen kívül a mérőrudak korpuszkuális szerkezete. Ha viszont a mérőrudak elemi részekből vannak összetéve, kis dimenziókban a helymérés végső soron csak az elemi részek (ill. e részecskék erőtere) segítségével történhet. Akkor viszont nem kommutálhatnak ezekkel az erőterekkel. Minthogy továbbá a mai világunkban minden erőter egymással valamilyen kölcsönhatásban áll, az x_μ — k általában semmilyen térmennyiséggel sem kommutálhatnak. Vagyis a térelmélet szemszögéből is ugyanarra az eredményre jutunk.

4. Az előbbi megfontolások és a Bohr—Rosenfeld-féle elmélet viszonya

Bohr és Rosenfeld rendkívül mélyrehatóan foglalkoztak a kvantumelektrodinamika egyik alapvető problémájával, a térmennyiségek, töltések és áramok mérhetőségének kérdésével. Eredményeik lényegében megerősítik előbbi következtetéseinket. Röviden szólva ugyanis Bohr és Rosenfeld az alábbi eredményre jutottak: A mérés számára a téroperátoroknak csak a négyes világ jól definiált tartományára, ill. az áramsűrűség operátorának a tér—idő-kontinuum egy élesen nem körülhatárolt véges tartományára képezett átlagértékei hozzáférhetők. E mennyiségek adott világpontbeli értékének mérése azonban az óriási statisztikus ingadozások miatt nem vezethet használható eredményre. Ez a következtetés már a konvencionális lokális kvantumelektrodinamika keretei közt lehetséges. Másként kifejezve: Minél pontosabban előírjuk azt a világpontot, ahol egy térmennyiség vagy az áramsűrűség értékét mérni

akarjuk, annál bizonytalanabbá válik a mérés eredménye.

Ha azonban a mérés helye nincs meghatározva, azaz ha véges tér—idő-tartományra térünk át, a mérési eredmények egyre élesebben definiálhatók. Ez lényegében egyezik fenti eredményünkkel. A világpontnak, valamint e pontban uralkodó térállapotnak egyidejű ismerete nem lehetséges.⁵

Semmiesetre sem maradhat említés nélkül, hogy Bohr és Rosenfeld nem beszél explicit a próbatestek helyének méréséről, amelyeknek segítségével a tér kimérése történik. De ez a probléma náluk fel sem merül, mert a próbatesteket makroszkopikusoknak tekintik. Viszont elkerülhetetlenül szembe kerülünk a problémával, ha pl. a próbatest szubatómáris dimenziójú. A részletesebb diszkusszió valószínűleg azt mutatná, hogy az x_μ mérése következtében a térmennyiségekben és az áramsűrűségben további fluktuációk lépnek fel.

5. Összefoglalás

A fenti megfontolások természetesen egyáltalán nem tekinthetők véglegeseknek és teljesnek. Nem került sor pl. az időmérés megfelelő taglalására. Ez azonban valószínűleg — legalábbis részben — felesleges lehet, ha az r -re kapott relációkat Lorentz-invariáns módon a (ct, \mathbf{r}) négyes vektorra kiterjesztjük. Ezután már csak annak megvizsgálása marad hátra, hogy az általánosítás egyértelmű és fizikailag konzisztens-e.

A fenti megfontolások alapján azonban világosan megállapítható, hogy az összes elemi részre kiterjedő egységes elmélet csak nem-lokális elmélet lehet. Az elmélet nem lokális jellegét azonban nem valamiféle axiómákból kell formálisan levezetni, hanem a kölcsönhatási, vagyis elsősorban azokból a bomlási folyamatokból kell kiolvasni, amelyeket a természetben észlelünk. Ma még egyáltalán nem lehet tudni, vajon vannak-e még felfedezetlen részek és kölcsönhatások, vagy már valamennyit ismerjük. Valószínű, hogy először kevés részecskéből álló modell-világ elméleti konstrukciója szükséges, hogy a fenti program kidolgozható legyen.

G. Heber, Jena

Fordította: Szabó János

⁵ Talán nem felesleges, ha emlékeztetünk arra, hogy Bohr és Rosenfeld annak idején egész világosan megfogalmazta: egy térmennyiségnek minden világponthoz

való hozzárendelése csak formális, de fizikai jelentése nincs. A lokális kölcsönhatások azonban e hozzárendelésből fizikai következtetéseket vonnak le!

A folyékony hélium

Az anyag már közönséges hőmérsékleten is számos meglepő tulajdonsággal rendelkezik. Még váratlanabb — mondhatnók, csodálatos — tulajdonságokat tapasztalunk, ha az anyagot igen alacsony hőmérsékletre hűtjük le, vagy rendkívül magas hőmérsékletre hevítjük. Elég, ha az atommagok több millió fokos hőmérsékleten bekövetkező egyesülését, a fúziót vagy a szupravezetést említjük: egyes anyagok (pl. ólom, cink) igen alacsony hőmérsékleten számottevő elektromos ellenállást nem mutatnak. Legalább ilyen meglepő a folyékony héliumnak az a tulajdonsága, hogy az abszolút zérus pont közelében a sűrűlátsási együtthatója elenyészően kicsi. A héliumnak ezt a tulajdonságát nevezzük szuperfluiditásnak vagy szuperfolyékonyságnak. Úgy látszik, a szuperfluiditás csak a hélium (pontosabban a He_2) tulajdonsága, más folyadékok nem rendelkeznek ezzel a tulajdonsággal.

Hosszú és kitartó munka vezetett odáig, míg valamennyi gázt sikerült cseppfolyósítani. A kutatások nem egyszer jutottak holtpontra; a borúlátóbb fizikusok el is nevezték a cseppfolyósodásnak konokul ellenszegülő gázokat (pl. nitrogén, oxigén; a héliumot akkor — a múlt század közepe táján — még nem ismerték) „permanens” gázoknak. Legtovább a legkisebb atomsúlyú nemes gáz, a hélium cseppfolyósítása váratott magára, míg végül a holland származású Kamerlingh Onnesnek (1853–1926), a szupravezetés Nobel-díjas felfedezőjének 1908-ban sikerült a „legmakacsabb” gázt is cseppfolyósítani.

A folyékony héliummal végzett vizsgálatok azután számos váratlan eredményre vezettek. Ezek az érdekes és meglepő eredmények több kiváló fizikus érdeklődését felkeltették. A jelenségszempontokra vonatkozó irodalom rendkívül gazdag, s a cseppfolyós héliummal kapcsolatos kísérleti és elméleti vizsgálatok távolról sem tekinthetők lezártaknak. A kísérleti és elméleti vizsgálatok sokasága, az ide vonatkozó irodalom említett gazdagsága miatt e dolgozat teljességre nem tarthat igényt; csak a legfontosabb eredmények ismertetésére terjed ki. Az érdeklődő olvasó az idézett összefoglaló munkákban további részleteket találhat.

I. Kísérleti rész

A héliumra vonatkozó első tudományos felismerés 1868-ból való. Ekkor fedezték fel spektrumvonalait a Nap gázburkának színeképében. Ezeket a vonalakat egy, a földön még ismeretlen új elemnek tulajdonították. A Földön csak jóval később, 1895-ben fedezte fel ezt az új elemet Ramsay. Ettől kezdve a tudományos kutatás tárgya lett. 1900-ban Ramsay és Travers kimutatták, hogy a hélium folyékony hidrogénben nem cseppfolyósodik, forráspontja tehát a hidrogén forráspontjánál mélyebben fekszik. További

kísérletekből kiderült, hogy a hélium forráspontja (légköri nyomásnál) $4,2\text{ K}^\circ$. Alkalmasnak mutatkozott tehát arra, hogy segítségével igen alacsony hőmérsékletet állítsanak elő. Először 1908-ban sikerült a héliumot Kamerlingh Onnesnek a Linde-féle eljárással cseppfolyósítani. Egyúttal megkísérelte a folyékony hélium feletti gőz nyomásának csökkentésével elérni a hármaspontot. Ez az utóbbi törekvése azonban nem járt sikerrel. A későbbi vizsgálatok során azután kiderült, hogy a cseppfolyós hélium gőzének nyomása alatt egészen az abszolút zérus pontig folyékony marad. Kamerlingh Onnes kísérleteinek az volt a célja, hogy a lehetséges legalacsonyabb hőmérsékletet előállítsa, és hogy meghatározza a vizsgált tartományban a gőznyomás-görbét. Első kísérletében (1908) $1,72\text{ K}^\circ$ -ot ért el, majd 1909-ben $1,38\text{ K}^\circ$ -ra, 1901-ben $1,04\text{ K}^\circ$ -ra, 1919-ben $1,00\text{ K}^\circ$ -ra sikerült a héliumot lehűtenie. 1922-ben diffúziós pumpával már a $0,83\text{ K}^\circ$ -ot is elérte. 1933-tól kezdve a mágneses eljárással való hűtés sikere csökkentette a héliummal történő hűtés iránti édeklődést, de a héliummal kapcsolatos vizsgálatok tovább folytatódtak. Sőt, most kezdték alaposabban tanulmányozni, első sorban az eddig tapasztalt meglepő eredmények hatására, a cseppfolyós hélium fizikai tulajdonságait.

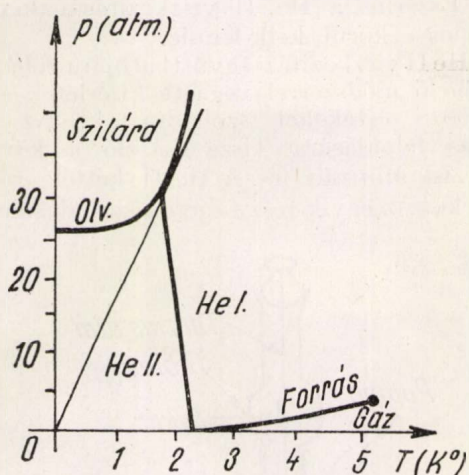
Igen nagy nyomás alkalmazásával sikerült a héliumot megfagyasztani és tanulmányozni, hogyan függ az olvadáshoz tartozó nyomás a hőmérséklettől: $p_{olv}(T)$. A görbének a $2,5\text{ K}^\circ$ feletti alakjából extrapolációval arra következtettek, hogy alacsony hőmérsékleten esetleg van a héliumnak hármaspontja. A kísérleti eredmények azonban mást mutattak. Tamman kísérleti úton az olvadáshoz tartozó nyomás és az olvadási hőmérséklet között a következő összefüggést találta:

$$T - 1 = \log(p - 24,0)$$

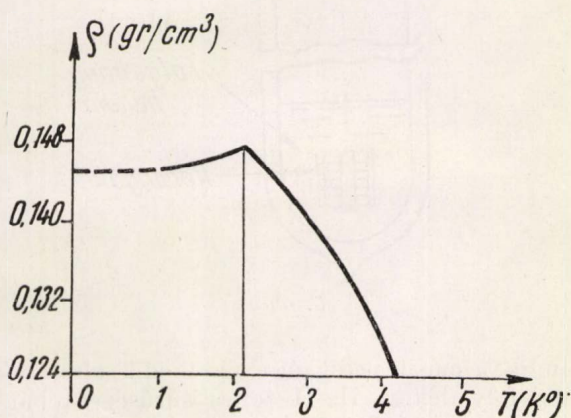
(Itt a p nyomást atmoszférában mérjük). Ez az összefüggés azt mutatja, hogy a hélium megfagyasztásához még az abszolút nulla ponton is több mint 24 atm . nyomás szükséges. A héliumnak tehát nincsen hármas pontja. Az állapotára ilyen szokatlan menete arra mutat, hogy a hélium viselkedése alacsony hőmérsékleten erősen eltér a többi anyag viselkedésétől. Egyébként erre mutattak már Kamerlingh Onnes első kísérletei is, amikor meghatározta a folyékony hélium sűrűségét és azt $0,15\text{ cm}^3/\text{gr}$ -nak, tehát rendkívül kicsinek találta. Azt a körülményt, hogy a hélium, telített gőzének nyomása alatt, még az abszolút zérus ponton sem fagy meg, azzal magyarázták, hogy molekuláinak igen nagy a nullponti energiája (64 kal/mól) és ez megakadályozza a fagyást.

A folyékony hélium sűrűségének rendkívül kicsiny értéke Kamerlingh Onnes figyelmét a sűrűség tanulmányozására fordította. 1911-ben

megvizsgálta, hogyan változik a sűrűség a hőmérséklettel. A méréseket 1,5 és 4,3 K° között végezte el és azt találta, hogy a hélium sűrűségének 2,19 K°-nál maximuma van. Hasonló „rendellenességet” mutat a hélium párolgási hőjének a hőmérséklettől való függése is. A párolgási hő 1,5 és 3,5 K° között alig változik a hőmérséklettel, de ugyancsak 2,19 K°-nál egy kis minimuma



1. ábra

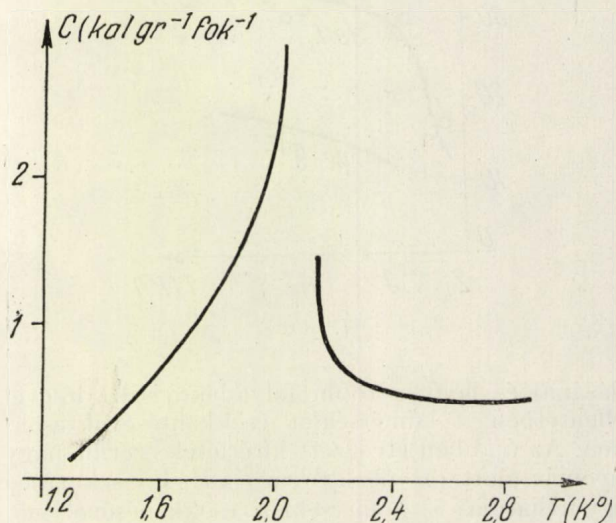


2. ábra

van. A fajhőre pedig Kamerlingh Onnes és Dana a 2,19 K° közelében olyan váratlanul nagy értékeket kapott, hogy csak a 2,6 K° fölötti kísérleti eredményeket publikálták. Az alacsonyabb hőmérsékleten mért értékeket hibás méréseknek gondolták. Keesom és munkatársai a cseppfolyós hélium dielektromos állandójában is ugyanolyan anomáliát találtak 2,19 K°-nál, mint amilyent a sűrűség mutat.

Keesom és Clusius azután 1932-ben kétségtelenül megállapította, hogy a folyékony hélium fajhőjének hőmérséklet-függésében 2,19 K°-nál erős diszkontinuitás lép föl. Ennek alapján Keesom arra a következtetésre jutott, hogy a folyékony héliumnak kétfajta állapota létezik, amelyek 2,19 K°-on egymásba átalakulnak. A 2,19 K° és a forráspont (4,2 K°) közötti cseppfolyós héliumot He I-nek, az alacsonyabb hőmérsékletű

folyékony héliumot pedig He II-nek nevezte el. A fajhőnek a hőmérséklettől való függését ábrázoló görbe a görög λ betű alakjához hasonlít, ezért a 2,19 K°-ot, amelyen a He I a He II-be átalakul, λ-pontnak hívjuk. Keesom és Clusius későbbi vizsgálatait azt mutatták, hogy a λ-pont a nyomás növelésekor az alacsonyabb hőmérséklet felé tolódik el és a He I—He II állapotgörbe (az ún. λ-vonal) 1,75 K°-nál éri el az olvadási görbét, és ehhez a ponthoz kb. 30 atm. nyomás tartozik. A λ-vonal a folyékony fázis tartományát két



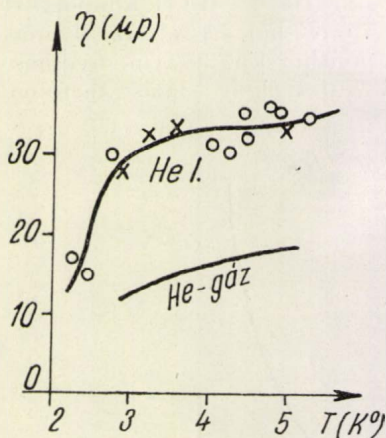
3. ábra

részre osztja, bal oldalán a He II, jobb oldalán a He I helyezkedik el. Keesom és munkatársai vizsgálataiból kiadódott, hogy a He I-nek a He II-be való átalakulása nem jár latens hővel, tehát eltér a közönséges fázisátalakulásoktól. A He I és a He II nem képez két különböző fázist, nincsenek egymástól térbelileg elkülönítve, hanem valamilyen módon keverednek. A további kísérletek azt mutatták, hogy a He II meglepő tulajdonságokkal rendelkezik.

Viszkozitás

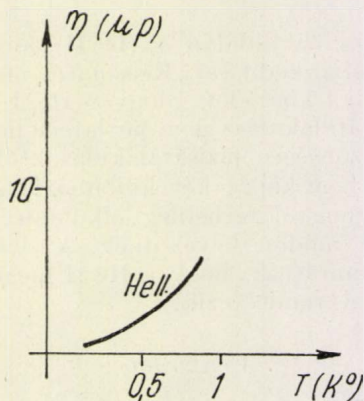
A He I belső súrlódási együtthatóját először Wilhelm és munkatársai mérték meg 1935-ben. A mérés folyadékba merülő, torziós szárla függesztett henger lengéseinek csillapodásán alapult; a lengések csillapodásából ugyanis a viszkozitási együtthatóra lehet következtetni. Az eredmények annyira meglepőek voltak, hogy sokakban kétely merült fel a mérési eredmények helyességét illetően. Ezért számos kutató, köztük Keesom és Mac Wood, megismételte a méréseket. Eredményeiket a 4. ábra tünteti föl. Más szerzők kapilláris csövön át történő áramlás sebességének mérésével határozták meg a He I belső súrlódását. Az így nyert eredményeket is a 4. ábrán látjuk. A két különböző módszerrel mért eredmények jól egyeznek. Látható, hogy a He I viszkozitási együtthatója a 2,8—4,2 K° hőmérsékleti intervallumban gya-

korlatilag független a hőmérséklettől és értéke $30 \mu\text{-poise}$ körül van, a λ -pontban folytonos, viszont a hőmérséklet csökkenésével a λ -ponton alul rohamosan csökken. Az ábrán feltüntettük a gáz alakú hélium viszkozitási együtthatójának értékeit is. Meglepő, hogy a folyékony He I belső sűrűdése alig nagyobb a hélium-gáz belső sűrű-



4. ábra

dásánál és hogy a többi folyadék viselkedésével ellentétben a hőmérséklet csökkentésével csökken. Az újabban elvégzett kísérletek szerint nagy nyomás alatt ($5\text{--}50 \text{ kgs/cm}^2$) a He I viszkozitási együtthatója a hőmérséklet csökkenésével növekszik.

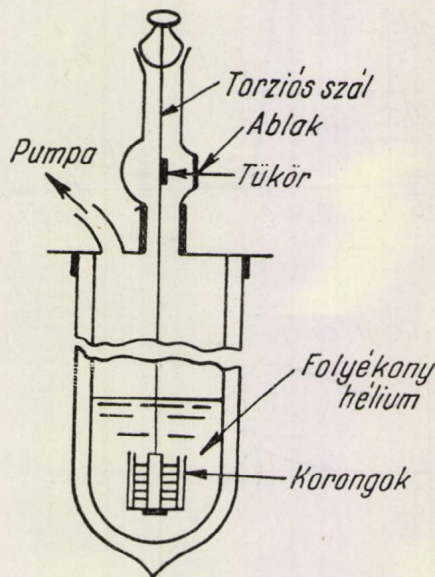


5. ábra

Még váratlanabb eredményre vezettek a He II belső sűrűdésére vonatkozó kísérletek. A vizsgálatok azt mutatták, hogy a He II szűk kapillárison át szinte teljesen sűrűdésmentesen áramlik. $10^{-4}\text{--}10^{-5} \text{ cm}$ átmérőjű csőben történő áramlásakor az áramlás (átlagos) sebessége független a cső két vége közti nyomáskülönbségtől és nem arányos a cső sugarának négyzetével, mint normális folyadékok áramlásakor (Hagen—Poiseuille-törvény). Sőt, a tapasztalat szerint az áramlás sebessége a cső sugarának csökkentésekor növekszik! Kapica 1941-ben végzett kísérletei alapján arra következtetett, hogy a He II viszkozitási együtthatója biztosan kisebb 10^{-11} poise -nál.

A He I viszkozitási együtthatója pedig közvetlenül a λ -pont felett kb. $2 \cdot 10^{-5} \text{ poise}$. Kapica a He II-nek ezt a tulajdonságát szuperfolyékonyságnak, a folyadékot pedig szuperfolyadéknak nevezte el. Egészen más eredményre vezettek azonban azok a kísérletek, amelyekben egy torziós szárra függesztett korong rezgéseinek csillapodásából határozták meg a He II viszkozitását. Az ezzel a módszerrel nyert mérési adatokat tartalmazza az 5. ábra. Eszerint a He II viszkozitásának néhány mikropoise körül kell lennie.

A He II viszkozitási együtthatójára tehát a két különböző módszerrel végzett kísérletek egészen különböző értékeket szolgáltatottak. Az ellentmondás feloldására Tisza László a következő hipotézist állította fel. A He II kétféle folyadék keveréke. Az egyik rész teljesen sűrűdésmentesen



6. ábra

áramlik, a másik pedig úgy viselkedik, mint normális folyadék. A He II teljes sűrűsége tehát a két összetevő sűrűségének összege:

$$\rho = \rho_n + \rho_s$$

ρ_s a szuperfolyadék, ρ_n pedig a normális folyadék sűrűsége. A rezgő korong-módszerrel tulajdonképpen a sűrűségnek és a viszkozitási együtthatónak a szorzatát mérjük. A sűrűdéshez azonban a szuperfolyékony rész nem ad járulékot, ezért a kísérletben nem a $\rho\eta$ -t, hanem a $\rho_n\eta_n$ szorzatot határozzuk meg. Szűk kapillárison át viszont csak a szuperfolyékony rész áramlik, a normális folyadék visszamarad. Elképzelhető, hogy a hőmérséklet csökkenésével a normális folyadékmódosulat sűrűsége erősen lecsökken és ez okozza a viszkozitási együttható gyors csökkenését. Landau gondolatát követve Andronikasvili 1946-ban megmérte a ρ_n/ρ hányados értékét különböző hőmérsékleten. A kísérleti berendezés vázlata a 6. ábrán látható. A készülék lényeges része a torziós szálon a folyékony héliumba lógó alu-

mínium korongok sorozata. (A korongok átmérője 3,45 cm, a köztük levő távolság 0,2 mm.) A lengéseket végző korongok magukkal viszik a hélium normális komponensét. A lengési idő mérésével a korongok és a mozgásba hozott folyadék együttes tehetetlenségi nyomatékát meg lehet határozni. A korongok adataiból a korongok tehetetlenségi nyomatéka külön is meghatározható, kiszámítható tehát a folyadék tehetetlenségi nyomatéka és ebből a mozgásba hozott folyadék sűrűsége. Amikor a hőmérséklet 2,19 K°-nál kisebb, a korongok csak a hélium sűrűlő normális komponensét viszik magukkal, a hőmérsékletnek a λ -pont alá való csökkentésekor tehát csökkennie kell a tehetetlenségi nyomatéknak. A ϱ_n/ϱ hányados így meghatározott értékei jól illeszkednek a

$$\frac{\varrho_n}{\varrho} = \left(\frac{T}{T_\lambda}\right)^\sigma$$

görbéhez. ($T_\lambda = 2,19$ K° a λ -pont hőmérséklete). Andronikasvili mérései szerint a σ kitevő értéke kissé függ a hőmérséklettől, általában 6 körüli érték. A továbbiakban látni fogjuk, hogy a He II normális komponensének sűrűségét más, indirekt módszerrel is meg lehet határozni. E kísérletek alapján tehát nagyon valószínűnek látszik, hogy a hélium viszkozitási együtthatójának a hőmérséklettel való gyors csökkenése a sűrűdésért felelős normális komponens sűrűségének csökkenésével van kapcsolatban.

Hővezetés

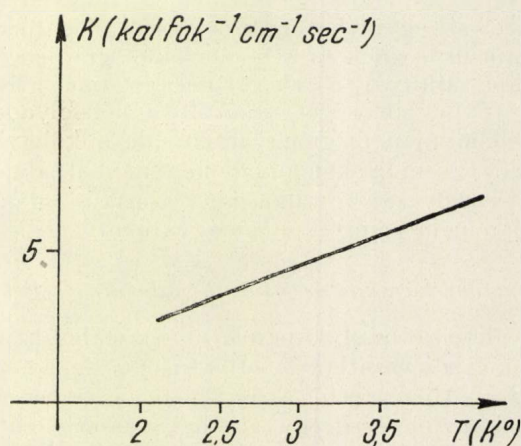
Nem kevésbé meglepő eredményekre vezettek a folyékony hélium hővezető képességének meghatározására vonatkozó kísérletek is.

A He I hővezető képességét először Keesom és munkatársai határozták meg 1936-ban. Mérésük szerint a hélium hővezető képessége 3,3 K°-on $6 \cdot 10^{-5}$ kal/fok \cdot cm \cdot sec. Részletesebb méréseket csak 15 évvel később végzett Genier, Browsers és Mendelssohn. Méréseik eredményét a 7. ábrán láthatjuk. E szerint a He I hővezető képessége lineárisan változik a hőmérséklettel és ettől a λ -pont környezetében sincs eltérés. Semmi jel nem mutat a λ pont körül arra, hogy ezen a helyen a cseppfolyós héliumban valamiféle lényeges átalakulás állna be.

A He II hővezetésére vonatkozó első mérések (1936) viszont azt mutatták, hogy a He II hővezetése sokkal nagyobb, mint a He I-é. Keesom (1936) 0,6 mm átmérőjű kapillárisal végzett kísérletekből azt kapta, hogy a He II hővezetése eléri a réz hővezetőképességének 200-szorosát és $5 \cdot 10^6$ -szorosa a He I vezetőképességének. Ezeket a kísérleteket később (1939–41) többen megismételték és arra a következtetésre jutottak, hogy a He II-t tartalmazó kapillárisokban a hőáramlást nem lehet leírni a szokásos

$$\dot{q} = \frac{\dot{Q}}{A} = k \frac{\Delta T}{l}$$

egyenlettel. (Itt \dot{q} a hőáramsűrűség, \dot{Q} a hőáram intenzitása, A a kapilláris keresztmetszete, K a hővezetési együttható, ΔT a kapilláris végei közti hőmérsékletkülönbség, l pedig a kapilláris hossza.) A k hővezetési együttható ugyan a fenti

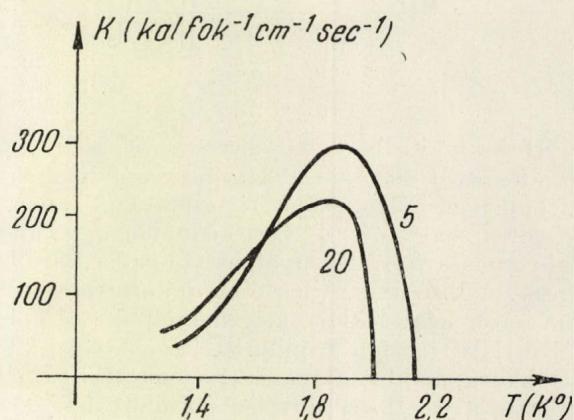


7. ábra

formulával egyezésben független a kapilláris hosszától, de k a többi anyagtól eltérően nem arányos a hőmérséklet gradiensevel, hanem annak köbgyökével arányos. A 8. ábrán az egyes görbék különböző hőmérsékleti gradiensekhez tartoznak. (Ezeket tüntetik fel a görbékhez írt számok 10^3 fok/cm-ben.) Az 1 K° – 1,6 K° intervallumban a mérési eredmények a

$$\frac{\dot{Q}}{A} = 0,623 T^5 \left(\frac{dT}{dl}\right)^{1/3}$$

görbével jól reprezentálhatók. A különböző nyomáson elvégzett kísérletek ugyanilyen menetű görbéket adtak, de a nyomás növelésével a λ -pont eltolódott az alacsonyabb hőmérsékletek felé és a hővezetés is csökkent.



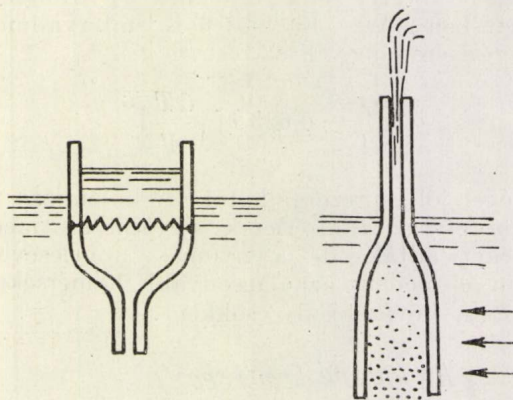
8. ábra

Allen és Reekie 1939-ben, majd Keesom és Duyckaerts 1947-ben megvizsgálták a hővezetést igen szűk (kb. 10^{-3} cm átmérőjű) kapillárisban és az előbb említett köbgyökös törvénytől eltérést

tapasztaltak. A hőáram intenzitását alacsony hőmérsékleten arányosnak találták a hőmérséklet gradiensevel. A hővezetés tehát lényegesen függ a kapilláris keresztmetszetétől. Minthogy a hőáramlás nemcsak a hőmérséklet gradienseinek, hanem a kapilláris méreteinek is függvénye, a hővezetési együtthatónak szokásos fogalma (a hőáramsűrűségnek és a hőmérséklet gradienseinek állandó aránya) a He II-nél értelmét veszti. Az utóbbi jelenséget sikerült a két-folyadékos modell alapján megmagyarázni, de a köbgyökös törvényt sem a két-folyadékos modell alapján, sem a hővezetés szokásos klasszikus elmélete alapján nem sikerült megmagyarázni.

Termomechanikai és mechanokalorikus effektus

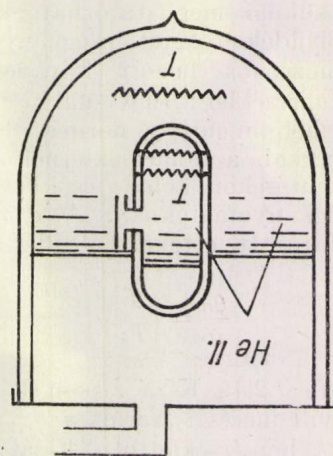
A hővezetéssel kapcsolatos vizsgálatok során egy másik, váratlan hőeffektust is felismertek. Először Allen vette észre, hogy a hővezetésre vonatkozó méréseit egy, a hőáramlással ellentétes irányú folyadékáramlás zavarta. A megfigyelést a 9. ábrán látható készülékkel végezte. A készülék lényeges része egy zárt edény, melyből keskeny kapilláris nyúlik a szintén He II-t tartalmazó tartályba. Izotermikus feltételek esetén az edényben és a külső tartályban a folyadékszint egy magasságban állt. Amikor az edény hőmérsékletét elektromos fűtéssel emelte, a külső tartályból



9. ábra

He II áramlott be a kapillárison át és a belső folyadéknívót felemelte. Közöséges folyadékoknál éppen az ellenkezőjét tapasztalnánk, mert a melegítés hatására a zárt edényben megnőtt gőznyomás a folyadéknívót lenyomná a külsőhöz képest. A kísérletet Allen és munkatársai később pontosabb készülékkel megismételték (9a ábra). A He II-be merülő kapillárist csiszolóporral töltötték meg, majd sugárzással melegítették. Ennek hatására a He II oly hirtelen áramlott a keskeny csatornákat képező poron keresztül, hogy a kapilláris felső végén kb. 30 cm magasra szökött fel. A jelenséget termomechanikai effektusnak, vagy szökőkút-jelenségnek mondjuk. A folyékony He II tehát a nagyobb hőmérsékletű hely felé áramlik és addig emelkedik a kapillárisban a folyadékoszlop magassága, amíg be nem áll a

dinamikai egyensúly a beáramló és a folyadékoszlop súlya miatt visszaszorított He II között. Az effektus következtében tehát a tartálybeli és a kapillárisban levő He II hidrosztatikai nyomása között különbség áll elő. Ez az effektus csak igen keskeny kapillárisok esetén tapasztalható,



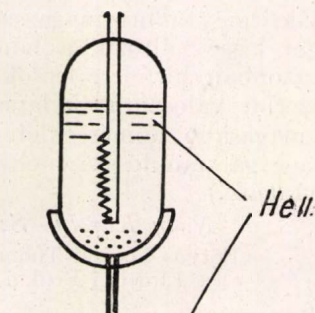
10. ábra

ezért az áramlásban a He II-nek csak a szuperfolyékony része vesz részt, a normális komponens a súrlódás következtében a szűk nyíláson nem tud áthaladni.

Kapica a termomechanikai effektust felhasználta arra, hogy a He II szuperfolyékony része és az egész folyadék entrópiája közti különbséget meghatározza. Mérési berendezésének vázlata a 10. ábrán látható. A belső Dewar-edényben levő He II csiszolt üvegkorongok között levő kb. 10^{-5} cm szélességű nyíláson át érintkezett a körülötte levő He II-vel. A Dewar-edényben és a külső tartályban ellenállás-termométerrel mérte a hőmérsékletet. A Dewar-edénybeli He II-vel (elektromos fűtés útján) hőt közölt és ennek hatására a fent leírt jelenség játszódott le: a külső tartályból He II (pontosabban a He II szuperfolyékony része) áramlott a Dewar-edénybe. Az áramlás mértékét a belső folyadékszint emelkedése jelzi. A termomechanikai nyomáskülönbség, a hőmérsékletkülönbség és a bevezetett hőmennyiség mérésével pontosan meghatározta a beáramló He II entrópiáját. Azt találta, hogy az áramlás során az edénybeli He II entrópiája változatlan maradt, tehát a beáramló folyadék nem visz magával entrópiát. A mérést hat évvel később Meyer és Mellink megismételte és ugyanarra az eredményre jutott: a He II entrópiáját teljesen a normális komponens hordozza.

A termomechanikai effektus fő jellemzője az, hogy keskeny kapillárison át a szuperfolyékony He II a nagyobb hőmérsékletű hely felé áramlik. Ha ez az effektus reverzibilis, akkor — mint arra 1938-ban Tisza rámutatott — várható, hogy a He II szuperfolyékony részének áramlása melegedést, illetve lehűlést eredményezhet. Ezt az inverz folyamatot mechanokalorikus effektusnak hívjuk. Ezt az effektust először Daunt és

Mendelssohn észlelte 1939-ben a 11. ábrán vázolt készülékkel. Egy Dewar-edény alsó részén finom keskeny csatornákat képező poron keresztül He II áramlott az alatta levő tartályba. Az edényben a hőmérsékletet ellenálláshőmérővel mérték és azt találták, hogy a He II kiáramlása során a



11. ábra

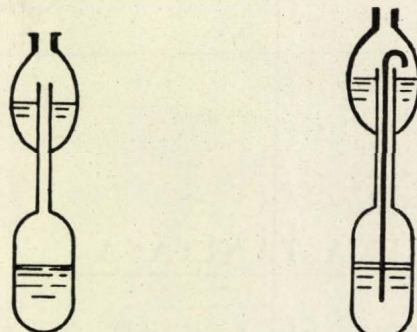
hőmérséklet nőtt. Ha az edényt a He II-t tartalmazó tartályba merítették, akkor a folyadék befelé áramlott és lehűlést eredményezett. Később mások is megismételték ezeket a kísérleteket és ugyanerre az eredményre jutottak. Ha a kapilláris keresztmetszetét növelték, a fent leírt termikus jelenségek megváltoztak. Nagyobb keresztmetszet esetén ugyanis a He II normális komponense is részt vesz az áramlásban és ez a szuperfolyékony komponenssel ellentétes irányban, a magasabb nyomású helyről az alacsonyabb nyomású hely felé áramlik és entrópiája nem nulla, tehát mérhető mennyiségű hőt szállít magával.

Hártyamenti folyás

A He II-vel kapcsolatos vizsgálatok másik nagy csoportját képezik azok a kísérletek, amelyek a szilárd felületek mentén képződött vékony folyadékhártyák (film) tanulmányozásával foglalkoznak. Először Rollin mutatta ki 1936-ban, hogy a He II-be merülő szilárd test felülete mentén vékony hártya képződik. De Kamerlingh Onnes már 1922-ben megfigyelte, hogy két koncentrikus Dewar-edényben a folyadékszintek kiegyenlítődték anélkül, hogy összeköttetés lenne közöttük. Kamerlingh Onnes annak idején ezt az effektust lecsapódási jelenséggel magyarázta. Csak jóval később ismételték meg a kísérletet és kezdtek a jelenséggel részletesen foglalkozni. Daunt és Mendelssohn a 12. ábrán vázolt készüléket használta a jelenség vizsgálatára. A berendezés lényeges része két egymás fölé helyezett üvegedény, melyeket kis koaxiális üvegcső kapcsol össze. Mindkét edénybe He II-t helyeztek és azt találták, hogy 30 perc alatt a felső nível 2 mm-rel csökkent, az alsó edényben pedig 3 mm-rel növekedett. Az alsó edénybe a folyadék vagy lecsapódás útján megy át — miként azt Kamerlingh Onnes feltételezte —, vagy az összekötő üvegcső felülete mentén

áramlik. A kérdés eldöntése végett Daunt és Mendelssohn megnövelték a két edényt összekötő szilárd felületet oly módon, hogy több drótszálat helyeztek az összekötő csőbe (12b ábra). Az effektus a második esetben jóval nagyobb volt, ami azt bizonyítja, hogy a folyadékszintek kiegyenlítődtése a szilárd felület mentén, hártymenti folyás útján történik.

Daunt és Mendelssohn a jelenséget más kísérlettel is megvizsgálták. Egy henger alakú

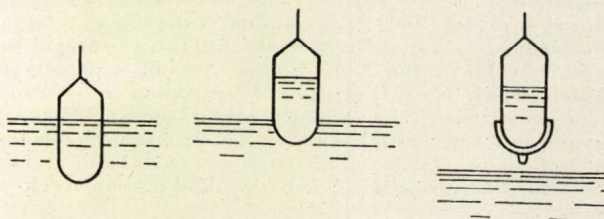


a

b

12. ábra

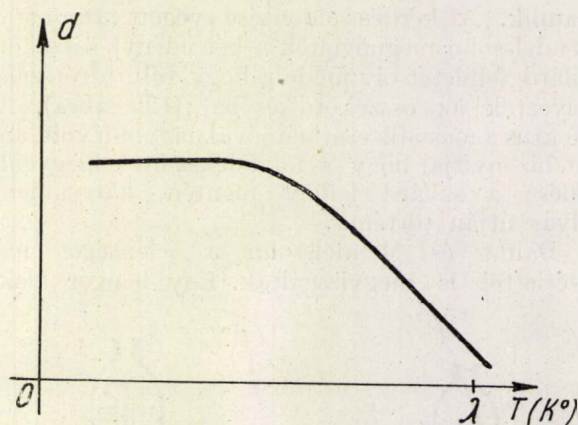
üvegserpenyőt finom üvegszálon He II-t tartalmazó edénybe lógattak. Azt tapasztalták, hogy a serpenyő felülete mentén addig áramlott a He II a serpenyőbe, míg a folyadéknívók kiegyenlítődték. Ha a serpenyőt egy kissé megemelték, ellenkező irányú hártymenti áramlás indult meg, a folyadéknívó ismét kiegyenlítődtött. Ha végül



13. ábra

a serpenyőt lassan kiemelték a He II fürdőből, azt tapasztalták, hogy a serpenyő alján He-cseppek gyűltek össze és visszacsepegtek a tartályba. Sikerült azt is megállapítani, hogy ez a jelenség csak a λ -pont alatt lép föl, és a hőmérséklet további csökkentésével az áramlás mértéke nő, majd kb. 1,4 K°-tól kezdve már gyakorlatilag független a hőmérséklettől.

Az előbb említett kísérletekben az egész rendszer hőmérséklete közös. További kísérletekből kiderült, hogy nem izotermikus feltételek esetén a hártymenti áramlás a termomechanikai effektusnak megfelelően a hőáramlással ellenkező irányban történik, vagyis a termomechanikai effektus akkor is fellép, ha a He II-t tartalmazó két különböző hőmérsékletű edény nem kapillárisal, hanem vékony folyadékhártyával van összekötve.



14. ábra

A vékony He-hártya vastagságát első ízben ugyancsak Daunt és Mendelssohn határozta meg. Azt találták, hogy a hártya átlagos vastagsága kb. $3 \cdot 10^{-6}$ cm, tehát többszáz atomnyi rétegből áll. Később többen megvizsgálták, hogyan változik a hártya vastagsága a magassággal és a hőmérséklettel. Burge és Jackson stacionárius esetre megállapították, hogy adott magasságnál a hártya vastagsága kissé változik a hőmérséklettel, a λ -pontnál azonban hirtelen lecsökken. Újabb vizsgálatok szerint valószínűnek látszik, hogy a λ -ponton és magasabb hőmérsékleten a hártya átlagos vastagsága mindössze néhány atomot tesz ki. (Folytatjuk.)

Nagy Károly—Szabó János
Eötvös Loránd Tudományegyetem
Elméleti Fizikai Intézete

A FIZIKA TANÍTÁSA

Fizikusképzés Göttingában*

A göttingai egyetem a német természettudományos képzés központja. Göttinga tipikus egyetemi kisváros, amelynek már hangulata is alkalmas a tanulásra. Amellett az egyetemnek 300 éves múltja és hagyományai vannak, amelyeket változatlanul ápolnak és ez szintén hozzájárul a jó képzés pszichológiájához. Az egyetemnek ma 6000 hallgatója van, ami egy 40 000 lakosú kisvárosban igen jelentékeny százalékot tesz ki. A göttingai egyetem mégsem mondható nagy egyetemnek a szónak rossz értelmében. A képzés a kis egyetemekhez hasonlóan majdnem individuálisan folyik. A túl nagy intézetek helyett kisebb intézetekre törekszenek, ahol a hallgatókkal intenzívebben és majdnem egyénileg lehet foglalkozni. Egy másik érdekes oktatási szempont, hogy aránylag kevés óraszámúval dolgoznak, s így a diákoknak nemcsak alkalmuk nyílik a tárgyakban való bővebb egyéni elmélyedésre, hanem ez egyenesen kötelességük is. Egy harmadik szempont a göttingai oktatásban, hogy az elméleti oktatáson kívül igen jó gyakorlati képzést is adnak és az intézetek főfeladata a diplomamunkások foglalkoztatása és a későbbi munkában igen nagy hasznot jelentő gyakorlati ismeretek elsajátítása.

Az egyetemhez öt olyan intézet tartozik, amelyben a fizikushallgatók dolgozhatnak. Az I. sz. Fizikai Intézet Hilsch vezetése alatt optikai és szilárd test vizsgálatokra van berendezve. A II. sz. Fizikai Intézet Flammersfeld intézete, atom- és magfizikával foglalkozik. A III. sz. Fizikai Intézetben Meyer vezetésével akusztikai és nagyfrekvenciás kutatómunka folyik. Ezeken kívül van még egy elméleti fizikai (Hund), egy geofizikai (Barthels) és egy fizikai-kémiai (Jost) intézet, amelyekben szintén dolgozhatnak a diplomázók.

A fizikusképzésre jellemző, hogy sok matematikát hallgatnak, sőt a kémia hallgatása is kötelező. Az alacsonyabb évfolyamokban a fizika minden ágából elvégzik a laboratóriumi gyakorlatokat. Tehát a képzés alapjai átfogók és a hallgatóknak nemcsak a fizika minden ágával, hanem a matematikával is alaposan meg kell ismerkedniük. Azonban a szoros értelemben 4 egyetemi évfolyam után a hallgatónak valamely magá által választott speciális területen alapos és részletekbe menő kutatómunkát kell végeznie, amelyhez mind elméleti, mind kísérleti, mind pedig technikai vonatkozásban alaposan hozzá kell látnia. Az egyetem ehhez minden lehetőséget megad. Ha egy így képzett fiatal diplomás saját munkaterületének megfelelő üzembe kerül, nyugodtan bízható rá

akármilyen üzemi vagy kutatási feladat, az egyetemen megszerzett gyakorlata mindenfajta munkára képessé teszi. Az üzemek azonban, különösen a laboratóriumi és kutatórészlegekben dolgozó fizikusoktól sokszor még többet követelnek. Ez a többletkövetelés a doktorátus megszerzése. Ezért a végzett fizikusok 30–40%-a még két évet dolgozik az egyetemen, mialatt doktori munkáját készíti el. Az egyoldalúság elkerülése érdekében a doktori munka, bár rendszerint ugyanabból a tudományágból készül, mégis a diplomamunkától lényegesen eltérő feladat. A doktorátust megszerző fiatalok egy része egyetemekenél marad, más részük üzembe megy. A német fizikusok hírneve külföldön igen jó, úgyhogy sokan mennek át Amerikába is nagyobb kutatóintézetekbe.

A fizikusok oktatása tárgy és óraszám szerint nagyjából a következőképpen oszlik el:

I. évfolyam. Matematikai és geometriai alapkollégium, kísérleti fizika 6 órában és anorganikus kémia. Összesen heti 25 óra.

II. évfolyam. Matematika és geometria magasabb kollégiumai, elméleti fizikából valamelyik kollégium (nem feltétlenül mechanika), fizikai gyakorlat, speciális fizikai kollégiumok. Összesen heti 28–30 óra. Ennek az évnek a végén kell alapvizsgát tenni.

III. évfolyam. Elméleti fizikai kollégium, magasabb szempontú kísérleti fizikai kollégiumok (pl. magfizika) és haladottabbak gyakorlata. Összesen 25–28 óra.

IV. évfolyam. Elméleti fizikai kollégium, magasabb kísérleti fizikai speciális kollégium, bevezetés a tudományos munkába. Összesen 23–25 óra.

V. évfolyam. Esetleg a diplomamunka előtt kisebb előmunka, majd a diplomamunka megkezdése. Kötetlenül heti 42 óra.

VI. évfolyam. A diplomamunka befejezése. Heti 42 óra. Az év közepén vagy végén diplomavizsga.

Mint az összeállításból kiviláglik, a szoros értelemben vett oktatás ugyan 4 év, de a diplomamunkán eltöltött idő, talán mint a legértékesebb egyetemi tanulmányi idő, ehhez hozzászámítható. Így összesen 6 év kell Göttingában egy jó fizikus kiképzéséhez.

Érdekes még megjegyeznünk, hogy a kísérleti fizikai alapkollégium csak egy évet vesz igénybe és a Pohl által alapított iskola hagyományai alapján ez is főleg kísérletek bemutatásából áll. Az indoklás elég világos. Nem akarnak újra a középiskolában tanultakról beszélni, viszont a matematikai felkészültség még nem elegendő a magasabb tárgyaláshoz. A diák teljesen újat kap és új beállításhoz. Ezáltal érdekes, sőt felejthetetlen lesz az első év anyaga. Egyébként a kísérleti bemutatás a későbbi éveken is sarkalatos elve a kísérleti fizika oktatásának.

* A Társulatban 1957. június 17-én tartott előadás.

Tanulmányi idő pontosan kétszer 13 hét. Az első félév nov. 1.—febr. 28., a másik máj. 1.—aug. 31. között húzódik. Évente mintegy 30–35 fizikus hagyja el az egyetemet.

Néhány megjegyzés még a képzés segédeszközeiről. Említettük már a széles elméleti megalapozás és a kísérleti bemutatások fontos szerepét. Hasonlóan lényeges pont az oktatásban a viszonylag kis óraszám és az anyag gyors, áttekinthető előadása. Az egyéni tanulás lehetőségét az előbbi teremti meg, szükségességét az utóbbi diktálja. Ismeretlen fogalom a félévvégi hajrá, az anyag ismeretét egyenletesen, évközben szerzik meg és a vizsgaidő inkább csak átismétléshez szükséges.

Meg kell emlékeznünk a praktikumokról is. Ezek nagyon jól vannak műszerekkel felszerelve és sok modern és nehéz kísérletet is tartalmaznak. A kísérleti precizitást nem annyira a klasszikus méréseken (pl. mérlegelés) keresztül idegzik be a hallgatósággal, mint inkább az egész modernnek útján (pl. Michelson interferométer).

További fizikusnevelő eszköz a fizikai kollokviumok rendszeres tartása. Ezeket a magas színvonalú referáló előadásokat a diákság nagy érdeklődéssel látogatja, a magasabb évfolyamok hallgatói pedig előadásokkal vesznek részt. Az itt szerzett tapasztalatok értéke igen nagy. A tudományos gondolkodás és a legújabb eredmények megismerésén kívül az előadási gyakorlat és vitakészség megszerzése, ötletek felmerülése, emberek

és kutatók megismerése stb. mind nagy előnyök a jövő fiatal fizikusának.

A fizikai kollokviumok nevelő szerepe majdnem felér a diplomamunka alatti vezetés nevelő hatásával. Egy-egy intézet asszisztensi létszáma nem nagy. A III. sz. Fizikai Intézetben pl. 11 tudományos kutató, 16 műszerész és laboráns, végül 9 adminisztratív és hivatalsegéd személyzet dolgozik. Azonban a diplomázók és doktorandusok 4–5 intézet között oszlanak meg, így erre az intézetre sem jut egy évben több 14–18 főnél. Átlag 2 főre jut egy munkavezető, aki tapasztalataival és tanácsaival a kezdő kutató segítségére van. A doktori munkákat maga a professzor vezeti. Természetesen a problémákat nem oldják meg helyettük, de útbaigazításaik alapján a kutató lassan elsajátítja a helyes kutatási módszereket és maga is meg tudja oldani a problémákat. Nemegyszer előfordul, hogy valamelyik diplomamunka nemzetközi folyóiratban kerül közlésre.

Összefoglalva a göttingai fizikusképzés fő szempontjait, ki kell emelnünk a szélesalapú alapképzést, az oktatás összefoglaló és egyéni tanulást és gondolkodást kényszerítő beállítását, a modern gyakorlatokat, a fizikai kollokviumokat és a hosszú, alapos diplomamunkát. Ezek között a fő szempontok között nem egy elgondolkodtató van, amit legközelebbi reformunk alkalmával érdemes volna figyelembe venni.

Tarnóczy Tamás

EGYESÜLETI ÉLET — HÍREK

AZ ORSZÁGOS ONKOLÓGIAI INTÉZET FIZIKAI LABORATÓRIUMA

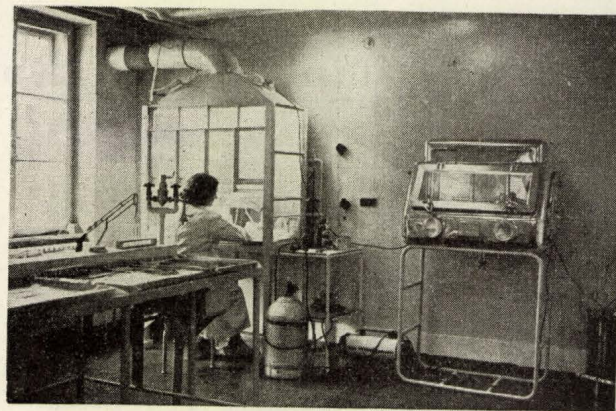
1936-ban nyílt meg a Bakáts téren Budapest Székesfőváros Közkórházainak Eötvös Loránd Rádium és Röntgen Intézete, a fizikai gyógyítás háza. Az Intézet elsősorban a különféle ionizáló sugárzásokat kívánta a daganatos megbetegedések gyógykezelésének homlokterébe állítani és ennek megfelelően a többek között egy 3 g töltésű rádiumágyúval, 400 darab, összesen mintegy 2000 mc Ra elemet tartalmazó különféle béta-, illetve gamma-sugárzó rádium készítménnyel, valamint az akkor legmodernebb röntgen készülékekkel is fel volt szerelve. Részből a különböző sugárterápiás eljárásokkal kapcsolatos fizikai jellegű rutinmunkáknak, részből sugárfizikai vonatkozású tudományos vizsgálatoknak az elvégzésére a legnagyobb magyar fizikusról elnevezett intézetben egy sugárfizikai osztály is létesült.

A mindössze néhány laboratóriumi helyiségből és mechanikai műhelyből álló osztályt dr. Czunft Vilmos, kiváló fizikai szaktudással rendelkező igazgató-főorvos a legkorszerűbb sugárzásmű műszerekkel és eszközökkel szerelte fel. Ennek következtében az intézetben kezdettől fogva egzakta fizikai dozimetriára támaszkodó sugárterápia folyhatott és egyben megvolt a lehetősége annak is, hogy az újabb és újabb sugárterápiás módszerek alapvető fizikai összefüggéseinek a kivizsgálásával, új sugárzásmérési eljárások kidolgozásával az intézet külföldi viszonylatban is úttörő munkát végezzen.

A fizikai laboratóriumban két fizikus, dr. Toperczer Johanna és dr. Bozóky László, valamint megfelelő segédszemélyzet dolgozott. A röntgenkészülékek dózistelési mértékének folyamatos ellenőrző mérésein, a rádium moulage-ok készítésén és bemérésén kívül számos alapvető sugárfizikai vizsgálat is elindult, főleg a gamma sugárzások szóródási jelenségének, a sugárforrások geometriai viszonyainak, a fotoemulzió feketedésének stb. tanulmányozására. Már az első években megépítésre került többek között egy abszolút meghatározó berendezés, amely ma is valamennyi magyarországi röntgen doziméter hitelesítésének alapjául szolgál.

Beható vizsgálatok indultak meg a különböző dózismérési eljárások továbbfejlesztésére és tökéletesítésére nézve is. Így például már a harmincas évek végén

kísérletek kezdődtek az intézetben készült telepes kivitelű Geiger—Müller-számláló berendezés segítségével annak tanulmányozására, hogy mennyiben lehet a Geiger—Müller-számlálócsövet sugárvédelmi mérések céljára felhasználni, miként lehet speciális levegőekvivalens anyagból készített kondenzátor ionizációs kam-



Az Országos Onkológiai Intézet fizikai laboratóriuma

rakkal a röntgen- és gamma-sugárzásokat azonos egységekben mérni, lehet-e egy olyan új filmdozimetriai eljárást kidolgozni, amely lényegében véve fotométer helyett mikroszkóp alkalmazását igényli stb. Nagyszámú fantom méréssel és számításokkal részletes kivizsgálásra került a rotációs sugárterápia, nevezetesen annak megállapítása, hogy a gócdózis és felületi dózis arányát miként befolyásolják a sugárkvalitás, besugárzási mező nagysága, fókusztávolság, forgási tengely helyzete és egyéb fizikai paraméterek, miként összegeződnék a különböző mélységekben a keresztirányú besugárzások dózisa stb.

Az 1940-es évek elején több külföldi szakember is bekapcsolódott a fizikai laboratórium munkájába. Így például Róna Erzsébet közreműködésével vizsgálatok folytak annak megállapítására, hogy mennyiben változ-

tatja meg a rádium gamma-sugárzásának biológiai hatását növények csírázásánál a berillumból kiváltott neutronsugárzás fellépése.

1944-ben az intézetet ért bombatámadás után a fizikai laboratórium is az Új Szent János-kórházba költözött át. A 3 éves újjáépítési terv során a Bakáts téri épület is teljesen újjáépült, sőt 1949-ben a szomszédos Erzsébet-kórház átcsatolásával az intézet kétszeresére növekedett meg és a volt Székesfővárosi Közkórházból Országos Onkológiai Intézet lett. E megnövekedéssel természetesen a fizikai laboratórium feladatai is megszorodtak, a nagyobb mennyiségű rádium mindennapos használata szükségessé tette újabb sugárvédelmi berendezések kikísérletezését, fokozott sugárvédelmi ellenőrzést nemcsak az intézetben, hanem a vidéki onkológiai osztályokon is stb.

A tudományos kutató munka terén is nagy fellendülés következett be. A sugárterápiával kapcsolatos vizsgálatokon kívül az intézet nagy rádiumkészlete lehetővé tette, hogy a fizikai laboratórium bekapcsolódjék számos más intézménynek nem orvosi jellegű, de gamma-, neutron- vagy röntgensugárzást, valamint speciális mérőberendezéseket igénylő kutatási témába is.

Így kidolgozást nyert többféle különleges célokra szolgáló doziméter, mint például a nagy méréshatárú egyéni dózismérők, az élő testbe is bevihető egészen kisméretű kondenzátor kamrák, sugárvédelmi mérések céljaira szolgáló speciális zsebkamrák stb. Nagy mennyiségű rádium felhasználásával készített fotoneutron források segítségével egyrészt sikerült mesterséges radioizotópokat előállítani és azokkal az első biológiai kísérleteket lefolytatni, másrészt különféle neutron fizikai kérdéseket tanulmányozni. A kisméretű kondenzátor kamrákkal sikerült egzakt adatokhoz jutni a rácsbesugárzások dózisviszonyaira nézve és megállapítani a

Rodé-féle totális és subtotális rácsbesugárzás fizikai alapfeltételeit.

A fizikai laboratórium számos probléma megoldásánál szorosan együttműködött más intézetekkel is, mint például a Geofizikai Intézet (speciális Geiger—Müllerszövek készítése, közetek autoradiográfiai vizsgálata), Központi Fizikai Kutató Intézet, Radiológiai Osztálya (különböző mérési problémák), Veszprémi Nehézsugárgépipari Kutató Intézet (ritka földfémek szétválasztása), Bányászati Kutató Intézet (radioizotópok alkalmazása a kőolajbányászatban), HTI (dozimetria), Csepel Vas- és Féművek Izotóp Laboratóriuma (széntillációs mérési problémák), Vegyipari Minisztérium Kutató Vállalata (paraffinok halogénezésének katalizálása röntgen-, ill. gamma-sugárzással), Országos Szabványügyi Hivatal (radioizotópokkal kapcsolatos szabványok kidolgozása) stb.

1956-ban a fizikai osztály újabb laboratóriummal bővült, elkészült a nyitott radioizotópokkal kapcsolatos munkákra alkalmas meleg laboratórium a hozzátartozó mérő- és mellékhelyiségekkel. Az Országos Atomenergia Bizottság Izotóppalkalmazási Szakbizottsága az intézetben rendezte be izotóp raktárát és számos izotóp szétosztása, elsősorban az egészségügyi célokat szolgálóké az intézet izotóp laboratóriumában folyik.

1957 első felében Bozóky tervei alapján a fizikai laboratóriumhoz tartozó finommechanikai műhely elkészítette az intézet speciális kobaltgáztartályát, amelyből fokozott sugárvédelmi okokból a beállítások időtartamára a kobalt töltet a falba épített vastag ólompancél mögé csúszik ki.

Végül a fizikai laboratórium több év óta bekapcsolódott egyrészt az egyetemi oktatásba radiológiai tárgyú előadásokkal, másrészt az izotóptanfolyamok előadásaiba és gyakorlataiba.

A FIZIKAI TUDOMÁNY HALADÁSÁBÓL

A plazmoid. W. H. Bostick — aki a kaliforniai egyetemen már régóta foglalkozik a plazma tulajdonságainak vizsgálatával — „plazma-ágyút” szerkesztett. A plazma-ágyúval vákuumban kis plazma-csomagokat lehet kilőni. A jellegzetes szerkezetű plazma-csomagokat *plazmoidnak* nevezte el Bostick. A kilőtt plazmoid sebessége elérheti a $2 \cdot 10^7$ cm/sec-ot is.

A plazma-ágyú két, deutériummal átitatott titán-elektrodából áll, amelyek egymástól kb. 0,1 mm távolságban nyúlnak be a vákuumkamrába. Az elektrodák között 0,1—0,5 μ secundumig tartó, 10^3 — 10^4 A áramerősségű ívkisülést kell létrehozni. Az elektrodák elrendezése olyan, hogy az ív görbült legyen. A görbület a plazmában fellépő mágneses nyomás miatt egyre nő, az ív alakja körhöz közeledik. Az áram megszűntekor az ívet alkotó plazma-köteg leválik az elektrodákról, a két vége összezáródik, és a tórusz alakú plazmoid — kialakulása közben szerzett impulzusa miatt — nagy sebességgel elrepül. A leváláskor nem szűnik meg a töltéshordozók áramlása a plazmában. Éppen ennek az áramnak a mágneses tere tartja együtt a plazmoidot pinch-effektus révén. A köráram miatt jól mérhető mágneses momentuma van a plazmoidnak és, az anyagáramlás miatt, impulzusmomentuma is. Átmérője kezdetben 1—2 cm, később nagyobb. A tágulás azt mutatja, hogy nem stabilis képződmény.

A plazmoid 10^{15} — 10^{18} Ti és D-ionból áll. Az ionok nem egyenletesen oszlanak el a tóruszban, hanem a felülete mentén sűrűsödnek össze. Ezt a plazmoid útjába tett szondák segítségével lehet kimutatni. A plazmoidot

le is lehet fényképezni, de ehhez — nagy sebessége miatt — Kerr-cellát kell használni.

Nagyon érdekes a plazmoidok kölcsönhatása egymással és a mágneses térrel. Mágneses térben a tórusz a tér irányában megnyúlik, esetleg a közepén „befűződik” és kettészakad.

Ha egymással szembe lövünk két plazmoidot, azok — mágneses momentumok viszonylagos helyzetétől függően — vagy úgy ütköznek, mint két rugalmas golyó, vagyis impulzusuk kicserélődik, vagy pedig pályájuk egymás köré csavarodik. Centrális ütközésnél előfordul, hogy a két plazmoid egymásba hatol és azután több részre szakad. Az ilyen ütközéseknek esetleg még nagy jelentőségük lehet. Ugyanis a két, nagy sebességgel összeütköző plazmoid deutérium-atommagjai között fúziós reakció jöhet létre. A plazma-ágyúval tehát tulajdonképpen az a plazma-gyorsító valósult meg, amelyik a fúziós energiatermelés egyik lehetséges eszközeként élt a fizikusok vágyai között.

A plazmidoknak szerepük lehet a *tejútrendszerek* kialakulásának magnetohidrodinamikai elméletében is (Alfvén, Bostick). Ezen elmélet szerint a saját gravitációs terében összehúzódó ionfelhőben fluktuációk lépnek fel, amelyek ionsugarak kibocsátását eredményezik. Ezekből a kilőveit ionokból keletkeznek azután az égitestek. Mármost Bostick felteszi, hogy ezek a kilőveit ionsugarak tulajdonképpen kozmikus méretű plazmoidok. Ezért reméli, hogy a plazmoidok tulajdonságainak további részletes vizsgálata a tejútrendszerek keletkezésének egyes problémáira is fényt deríthet. (Physical Review 104, 292 (1956). P. L.

FIZIKAI SZEMLE

VII. ÉVFOLYAM
1957.



6.

EÖTVÖS LÖRÁND FIZIKAI TÁRSULAT



Szerkesztőbizottság:

Bodó Zalán, Csekő Árpád, Györgyi Géza, Keszthelyi Lajos, Marx György,
Szalkai Ferenc, Szigeti György, Somogyi Antal, Szabó János, Tarján Imre, Túrinné Frank Zsuzsa, Vermes Miklós

Szerkesztőbizottság titkára: Túrinné Frank Zsuzsa

Szerkesztőség: Budapest, V., Reáltanoda utca 13—15. Eötvös Loránd Fizikai Társulat
Távbeszélő: 187-423

Kiadóhivatal: Akadémiai Kiadó, Budapest, V., Alkotmány utca 21.
Távbeszélő: 111-010 *

Terjeszti a Posta Központi Hírlapiroda Vállalat
Budapest, V., József nádor tér 1. Telefon: 180-850
Előfizetés, személyes ügyfélszolgálat: József nádor tér 1., üzlethelyiség. Telefon: 183-022.
Csekkszám: 61257.
Előfizetés egy évre 30,— félévre 15,— Ft; egyes szám ára 6,— Ft
Megjelenik évente hatszor

TARTALOMJEGYZÉK

Boros János: Gyulai Zoltán hetven éves
Dr. E. H. C. Burhop: Alapvető magfizikai kutatások Nagy-Britanniában
Nagy K.—Szabó J.: A folyékony hélium II.

A FIZIKA TANÍTÁSA

Koczás Gyula: Az elektromágneses lencse demonstrálása Crookes-csővel
Koczás Gyula: Egyszerű kísérleti eszköz a felületi feszültség kimutatására

EGYESÜLETI ÉLET—HÍREK KÖNYVSZEMLE

A FIZIKAI TUDOMÁNY HALADÁSÁBÓL
A FIZIKAI SZEMLE VII. ÉVFOLYAMÁNAK TARTALOMJEGYZÉKE

СОДЕРЖАНИЕ

Я. Борш: Семидесятилетие Золтана Дьюлан
Э. Х. С. Бурхоп: Основные исследования по ядерной физике во Велико-Британии
К. Надь—Я. Сабо: Жидкий гелий II.

ПРЕПОДАВАНИЕ ФИЗИКИ

Дь. Коцкаш: Демонстрация электромагнетической линзы с помощью трубки крукса
Дь. Коцкаш: Простой экспериментальный прибор для демонстрации поверхностного натяжения

ИЗВЕСТИЯ ИЗ ЖИЗНИ ОБЩЕСТВА ФИЗИКОВ
ОБЗОР КНИГ
ИЗ УСПЕХОВ ФИЗИЧЕСКИХ НАУК

INHALT

J. Boros: Der 70-jährige Zoltán Gyulai
E. H. S. Burhop: Grundlegende kernphysikalische Untersuchungen in Gross-Britannien
K. Nagy—J. Szabó: Das flüssige Helium II.

UNTERRICHT DER PHYSIK

Gy. Koczás: Demonstration der elektromagnetischen Linse mit der Crookes'schen Röhre
Gy. Koczás: Einfaches Untersuchungsinstrument zur Demonstration der Oberflächenspannung

NACHRICHTEN — AUS DEM VEREINSLEBEN
BUCHBESPRECHUNG
FORTSCHRITTE DER PHYSIK

Címképünk: Olvadékból növesztett NaCl egykristály felülete maratási kezelés után. A frissen hasított egykristály felületén 20—25 perces maratási idő után, ha a kristályt jodos-vizes alkoholba helyezzük mindig ehhez hasonló jellegű maratás ábrákat kapunk, a csavardiszlokáció nyomai alkalmas módon kimutathatók. (A felvétel készült az Építőipari Műszaki Egyetem Kísérleti Fizikai Intézetében, Zeiss-féle mikroszkóppal, áteső fényben 500×-os nagyítással)

A kiadásért felelős: az Akadémiai Kiadó igazgatója

Műszaki felelős: Szöllősy Károly

A kézirat beérkezett 1957. X. 8. Terjedelem: 4 (A/5) ív

Akadémiai Nyomda, Budapest, V., Gerlőczy utca 2. — 43966/57 — Felelős vezető: Bernát György

FIZIKAI SZEMLE

AZ EÖTVÖS LORÁND FIZIKAI TÁRSULAT LAPJA

VII. évfolyam

6. szám

1957. december

Gyulai Zoltán 70 éves

Ez év december 16-án tölti be 70. életévét Társulatunk köztiszteletben álló elnöke, Dr. Gyulai Zoltán, az Építőipari és Közlekedési Műszaki Egyetem Kísérleti Fizikai Intézetének Kossuth-díjas tanára, a Magyar Tudományos Akadémia rendes tagja. Gyulai Zoltán ez idő szerint a leg-
régibb fizikus egyetemi tanár és a Magyar Tudományos Akadémia miának legrégibb fizikus tagja.

1887. december 16-án született Pipe községben Kiskülli megyében. Apja, Ferenc, tanító volt. Apai és anyai ágon székely földművelő családból származik. Ősei mint székely katonák részt vettek az 1848—49-es szabadságharcban.

Gyulai Ferenc tanító népes családja 11 gyermekes volt. Zoltán volt a második gyermek. Az első öt elemi apja iskolájában végezte, majd 1898-ban Tordára megy az ottani polgári iskolába. 1902 őszén a kolozsvári unitárius gimnáziumba íratják be, ahol 1906-ban jeles eredménnyel érettségizet. A Gyulai-család élete anyagilag elég nehéz volt, mivel volt idő, amikor egyszerre hat gyermek tanult felsőbb iskolákban. Mint gimnazista, az akkori szokásoknak megfelelően, korrepetálta az alsóbb osztályos gyengébb diákokat.

Érettségi után beiratkozik a Kolozsvári Tudományegyetem matematika-természettudományi karára matematika-fizika szakos tanárjelöltnek. Tanári szakvizsgáját 1910-ben teszi le kitűnő eredménnyel. A kolozsvári egyetemen ez időben is számos kiváló tanár tanított és éppen a matematika-fizika szakos hallgatóknak módjukban volt olyan kiváló tanároktól tanulni, mint Schlezinger Lajos, Tangl Károly, Vály Gyula, Farkas Gyula, Fejér Lipót. A rendes tanárokon kívül Pfeiffer Péter és Károly Ireneus magántanárok előadásai is értékesek voltak a fizikus hallgatók számára. Az utóbbi egészen modern témákról tartott magántanári előadást, mint: radioaktivitás, a lumineszcencia jelenségek. Gyulai Zoltán tudomá-

nyos pályája már egyetemi hallgató korában megindult. Két ízben nyert egyetemi pályadíjat a fotoelektromosság témaköréből írt pályadolgozataival.

Tanári diplomájának megszerzése után 1911—12-ben Brűnnben letölti katonai évét és 1912 októberétől kezdve Tangl Károly tanársegédje lesz. A mai körülmények között számunkra egészen meglepő az a tény, hogy ebben az intézetben akkor a tanársegédi létszám mindössze kettő volt. 1913-ban egy harmadik tanársegédi állást is szerveznek, melyet Pogány Bélával töltöttek be. A két fiatal tanársegéd már itt barátságot kötött, mely barátság Pogány Bélának 1943-ban bekövetkezett haláláig tartott.



Alig kezdte meg munkáját tanársegédi minőségben az intézetben, amikor 1914 nyarán kitört az első világháború. Mindjárt az elején bevonult ezredéhez és 1915 októberében orosz hadifogságba esett Orosz-Lengyelországban. Orenburgban, Barnaulban, Novonikolaj-

jevskben volt fogolytáborban, ahol több súlyos betegségen esett át.

Hat évi fogság után 1922 februárjában jött haza. Ekkor egyetemét már Szegedre átköltözve találta, ahol elfoglalta a háború alatt részére fenntartott tanársegédi állást. Az intézet tanszékvezető professzora ekkor már egykori tanársegéd-társa, Pogány Béla volt. Röviddel hazaérkezése után megszerezte a doktori fokozatot, azzal a dolgozatával, amelyet katonai bevonulása előtt már doktori dolgozatnak szánt.

1924-től 26-ig a göttingeni fizikai intézetben dolgozott Pohl professzor mellett. A göttingeni intézetben fotoelektromos témákkal foglalkozott. A göttingeni két év igen termékeny volt számára. E két év alatt külföldi folyóiratokban hat dolgozata jelent meg s megismerte a Pohl-intézet minden munkáját s részt vett az intézetek fizikai kollokviumain, amely kollokviumokon Pohl mellett

olyan neves szakemberek vettek részt, mint J. Frank, Born, Gudden, Prandtl és még sok neves fizikus esetenként. Németországi tartózkodása alatt részt vett a Deutsche Physikalische Gesellschaft vándorgyűlésein.

Göttingenből hazatérve, 1926-ban Szegeden magántanári képesítést szerez és 1927-től kezdve a modern fizika területéről magántanári előadásokat tart. Fontosabb előadásai a következők voltak: „Katód- és csőugarak”, „Fényelektromosság, foszforeszcencia, fluoreszcencia”, „Radioaktivitás”, „Gázok gerjesztése és ionizálása elektron ütközéssel”, „Elektromos vezetés fémekben és félvezetőkben”.

1923-ban nősült. Felesége Grátz Márta tanítóképző intézeti tanár. Házasságából két fia született.

1932-ben a Szegedi Egyetemen rendkívüli tanári címet kap és ugyanez évben a Magyar Tudományos Akadémia is levelező tagjává választja. 1935-ben a Debreceni Egyetem orvostudományi fizikai intézetének tanárává nevezték ki. Itt működik 1940 őszéig. Erdély visszacsatolásakor a Kolozsvárra visszatért Ferenc József Tudományegyetem Kísérleti Fizikai Intézetének tanárává nevezték ki. A Matematikai és Természettudományi Karnak 1941–42. és 42–43. tanévben dékánja, ill. prodekanja volt.

1944 tavaszán a Budapesti Műegyetem Mérnök-kara az újonnan megszervezésre kerülő Kísérleti Fizikai Tanszékre hívja meg. A tanszékre a kinevezését a háborús események miatt csak 1946-ban kapta meg. 1944 őszén Kolozsvár kiűritésével kapcsolatosan intézetének tagjaival együtt Budapestre jön és ideiglenes beosztást kap a Mérnök-kari Kísérleti Fizikai Tanszéken. 1945 tavaszán visszamegy Kolozsvárra és részt vesz a kolozsvári magyar Bolyai-egyetem megszervezésében. A Budapesti Műegyetem-i tanszékét 1947-ben foglalja el. A Magyar Tudományos Akadémia 1954-ben rendes tagjává választotta. A Magyar Népköztársaság kormánya 1953-ban kristálynövekedési vizsgálataiért Kossuth-díjjal tüntette ki.

Gyulai Zoltánnak tanári és tudományos pályája során sok nehézséggel kellett megküzdenie. A hosszú hadifogság nem törte meg tanári és tudományos ambícióit. Nem kis nehézséget jelentett pályáján az a körülmény, hogy négy ízben kellett négy egyetemen intézetet szervezni és megindítani a korszerű oktatást és kutató munkát. Értékes göttingeni tapasztalatait a szegedi Kísérleti Fizikai Intézet felépítésében és felszerelésében jól felhasználták. Ez az intézet jelenleg is egyike a legjobban felszerelt egyetemi intézeteinknek. Amint azonban ebben az intézetben a korszerű felszerelés befejezéshez közeledett, akkor nevezték ki a debreceni egyetemre. A debreceni intézetnek ugyancsak nagy szüksége volt arra, hogy az ő tapasztalatai alapján korszerűsítse az oktatást és a kutatást. Öt évi szervező és fejlesztő munka után újból Kolozsváron kell szinte előlről kezdeni a

szervezést, hogy azután Budapesten ismételtén újból előlről kezdjen mindent.

Gyulai Zoltán típusa a precíz professzornak. Nagy gondot fordít előadásaira. A rendelkezésre álló időt igyekszik maximálisan kihasználni. Vigyáz arra, hogy az oktatási időből egyetlen perc se menjen kárba. Kísérleti fizikai előadásainak mindig fontos részét képezték az előadási kísérletek. E kísérletek felépítésében a göttingeni Pohl-előadások szelleme lelhető fel. Egész tanári működése során mindig és mindenütt kiemelte a kísérletek döntő szerepét a fizika tanításában. Több saját előadási kísérletét külföldi tankönyvek is ismertetik. Előadásaiban nagy súlyt helyez arra, hogy tanítványai megtanulják a precíz fizikai fogalomalkotást. A vizsgákon is szigorúan megköveteli a fogalmak, a jelenségek, a törvények precíz ismeretét. Mint budapesti professzor írja meg kétkötetes „Kísérleti fizika” tankönyvét, amely több évtizedes tanítási tapasztalatainak eredménye. E könyvet nemcsak a mérnök hallgatók forgathatják nagy haszonnal, hanem mindazok az egyetemi hallgatók, akiknek tanulmányaik során fizikára szükségük van.

Az előadási kísérletek mellett ugyancsak mindig szívügye volt a korszerű laboratóriumi gyakorlat is. Intézeteiben a laboratóriumi gyakorlat mindig mintaszerűen volt szervezve, magas színvonalú volt, szeme állandóan rajta volt a gyakorlatokon. Gyakorlat látogatásainál megjegyzései nemcsak a hallgatóknak, de a gyakorlatvezető tanársegédeknek is mindig tanulságosak voltak.

A tudományegyetemen tartott speciális előadásai iránt a hallgatói rendkívül nagy érdeklődést tanúsítottak. Előadási ciklusa a modern fizika nagy területét ölelte fel. A hallgatók nagy érdeklődésére mi sem jellemzőbb, mint az, hogy ambiciózusabb hallgatói tanulmányi idejük alatt kétszer is végighallgatták az egész speciális előadási ciklust.

Tudományos munkája a szelénen fellépő Hallwachs-effektus vizsgálatával kezdődik. Ez volt a doktori disszertációja is. A szelénnel már akkor is igen sok kutató foglalkozott. E munkáját hosszú háborús kényszerszünet követi. A következő dolgozatai a göttingeni tartózkodása alatt készülnek. Abban az időben Pohl vezetésével a göttingeni fizikai intézetben az alkálihaloidok fényelektromos és optikai vizsgálata folyik s az ő göttingeni témái is ilyenek voltak. Vizsgálta az NaCl kristályok belső fényelektromos vezetését, a Röntgen-színezésű NaCl kristályok fényabszorpcióját, a quantumegyenlőséget a kristályok fényelektromos vezetésénél, a gerjesztett kristályok fényabszorpcióját, az additív színezést az alkálihalogenid kristályoknál, a természetes kék és viola kőszókristályok abszorpcióját és fényelektromos vezetését, az alkálihalogenidek ultraviola diszperzióját, az ezüst és réz halogenidek fényabszorpcióját. A göttingeni tudományos eredményei megalapozták tudományos hírnevét, e dolgozatokra ma is számos cikkben és monográfiában történik utalás.

A göttingeni évek után következő igen jelentős eredménye a Hartlyval közösen közölt cikk, deformált kristályok elektromos vezetéséről. E cikkekre manapság, amikor kristály-diszlokációk nagyon fontos problémát adnak, sok hivatkozás történik. A következő évek témái a kristályok elektromos vezetése. Így foglalkozik a KCl adalékot tartalmazó ólomklorid vezetésével, pasztillák és az additív színezésű kristályok vezetésével. A 30-as évek derekán a jelenlegi munkatársai közül Tomka Pál és Boros János is belekapcsolódik munkájába. Tomkával közösen a fényelektromos vezetés kvantumszerűségét vizsgálja röntgenezett NaCl kristályokon. Borossal a Gyulai—Hartly-féle vizsgálatokat folytatja. Ez időben kezdi meg kristálynövekedési vizsgálatait is. Fröhlich Pállal közösen gerjesztési jelenséget észlelt gelatin festékfoszforokban.

Ekkor éri a debreceni kinevezés. Debrecenben tovább folytatja kristálynövekedési kísérleteit. Közben néhány előadási kísérletéről is beszámol különböző folyóiratokban. Ilyen kísérletek például: a láng mint hangerősítő, Doppler-effektus vízhullámokon. Szegedi tanítványai megkezdik disszertációjuk készítését. Új debreceni munkatársai, Szalay Sándor és Tarján Imre is megkezdik tudományos munkájukat. Szalay magfizikai méréseket kezd, Tarján kolloidszínezésű kristályok abszorpcióját vizsgálja, Tomka pasztillák vezetésénél fellépő áramingadozások kérdéséről tisztázza, Boros vékony NaCl rétegek elektromos vezetését méri, majd vizsgálja a színezett kristályok deformálásánál fellépő áramugrásokat. Mire 1940 őszén Debrecen elhagyja, Szalayt az intézetében habilitálja, többi munkatársai mind doktori fokozatot szereznek. Szalay tanszéki örököse lesz. Az intézet eredményei az Akadémia Értesítőjében, valamint külföldi folyóiratokban jelentek meg.

Kolozsváron a régi témák kezdődnek: az alkálihalogenidek elektromos vezetése, színezett kristályok fényabszorpciója és fényelektromos vezetése, kristálynövekedés, alkálihalogenid kristályok mágneses tulajdonságai. A kolozsvári tudományos munkát rendkívüli módon hátráltatják egyrészt a háború miatti beszerzési nehézségek, másrészt több munkatársának katonai bevonulása és külföldi útja.

A háború befejezése után a magyar Bolyai-egyetem Fizikai Intézetében folytatja kristálynövekedési vizsgálatait. Ekkor indulnak meg a tűkristálynövekedési kísérletek, valamint a növekedésnél szerepet játszó határréteg megfigyelések. Ebben az időben munkatársa volt László Tihamér, aki kolozsvári tanszékén utódja lett.

Budapestre jöve, a három- és ötéves tervek keretében felszereli az intézetét. Több régi munkatársa intézetébe jön és a régebbi lehetőségekhez képest lényegesen jobb körülmények között nagy területet áttelelő munkát indít meg. Fontosabb eredményei: kidolgozza az NaCl tűkristályok növesztésének módszereit, vizsgálja a tűkristályok mechanikai tulajdonságait. Több igazolást ad a határréteg létezésére. Intézetében kidolgozásra kerül a mesterséges kvarekristályok készítésének egy módszere. Munkatársai több félvezető témával foglalkoznak. Így pl.: színes és szintelen alkálihalogenid egykristályok és pasztillák optikai, lumineszcens és vezetési tulajdonságai, félvezetők között fellépő termoelektromos jelenségek, termisztorok. Megindulnak műszaki érdeklődésre számot tartó belső sűrűlódás mérések bitumeneken.

Messze vezetne, ha ezeket az eredményeket részletesebben akarnám ismertetni és értékelni. Talán csak annyit említünk, hogy az ő és intézetének eredményeit számon tartják a Szovjetunióban éppen úgy, mint Kelet- és Nyugat-Németországban, a népi demokratikus államokban, valamint Angliában és Amerikában is.

Gyulai Zoltán a magyar fizikus élet minden megnyilatkozásánál jelen van. Ott van az Akadémia Fizikus Főbizottságának ülésein, a fizikus vándorgyűléseken, a Fizikai Társulat előadásain, a Természettudományi Társulatban, külföldi kongresszusokon. Több tanítványa a fizika egyetemi tanára: Szalay debreceni, László Tihamér kolozsvári utóda, Tarján Imre a budapesti Orvosi Fizikai Intézet tanára.

Az egész magyar fizikus társadalom jó egészséget kíván neki 70. születésnapja alkalmával, hogy sok évet töltsön még közöttünk. Sokat akarunk még tőle tanulni!

Boros János
Építőipari Műszaki
Egyetem Kísérleti
Fizikai Intézete

Alapvető magfizikai kutatások Nagy-Britanniában*

Angol fizikusok a múltban jelentős szerepet játszottak a magfizika fejlődésében. Elegendő Rutherford, Chadwick, Cockroft, Blackett és mások neveit felidézni, melyek mind egy-egy, e tárgykörbe tartozó fontos felismeréssel kapcsolatosak. A radioaktív bomlás törvényszerűségei, az atommag felfedezése, az atommagok átalakítása, a neutron felfedezése, mindezek olyan jelentős eredmények, melyek angol egyetemek, elsősorban Manchester és Cambridge fizikusainak munkásságához fűződnek. Ezenfelül az utolsó háborút megelőző húsz esztendőben a cambridge-i Cavendish Laboratórium nemcsak az angliai, hanem az egész világon folyó magfizikai kutatások valódi centrumává vált.

A magfizika decentralizációja már a háború kezdete előtt megindult. Rutherfordnak, aki természetesen az angol magfizika legkiemelkedőbb egyénisége volt, halála ezt a folyamatot meggyorsította. Chadwick Liverpoolba, Oliphant Birminghamba, Dee Glasgowba, Blackett Manchesterbe került; ezek a változások mindezen helyeken új kutatási centrumok kiépülésére vezettek. Bár lelkes és felkészült kutatógárda alakult ki ezeken a helyeken, valójában egyiket sem lehet az 1930-as évek Cavendish Laboratóriumával összehasonlítani.

A második világháború kitörése súlyosan érintette a magfizika fejlődését. Az e téren dolgozó kutatók legtöbbje más területre került. Egy kis csoport tovább dolgozott a maghasadásnak mindössze 9 hónappal a háború kitörése előtt bejelentett felfedezésével kapcsolatos alkalmazási lehetőségeken. De amikor az igazi előrehaladás megkezdődött, az amerikai kormánnyal kötött megállapodás gyakorlatilag leállította az angliai magfizikai kutatást és az angol tudományos tehetségeknek tekintélyes gyülekezete áthajózott az Atlanti-óceánon, hogy amerikai kollegáiknak az atomfegyver kifejlesztésében segítséget nyújtsanak.

Az angol magfizika még máig sem heverte ki ezt a megszakítást. Mindmáig nem nyerte vissza régi helyét a kutatások első vonalában, minthogy ez a szerep a háború óta kétségkívül az Egyesült Államokra hárult, melyet újabban eredményesen dolgozó szovjetunióbeli magfizikai iskolák hívnak versenyre. Mindezek ellenére az angliai háború utáni fizika fontos eredményeket könyvelhet el, melyek közül kétségkívül legfontosabb a magfotemuulzió kutatási eszközként való kifejlesztése Powell és kollégáinak bristoli intézetében és ennek felhasználása a pi-mezon felfedezésében, valamint más kozmikus sugárzásban található bomlékony részecskék vizsgálatánál, melyeket mostanában nagyobb számban nagyenergiájú gyorsítókkal állítanak elő. A másik szerfelett figyelemre méltó

fejlődés Angliában a háború után a nagyenergiájú részecskék fizikája terén — szintén a kozmikus sugárzással kapcsolatban — az első ilyen bomlékony részecskének Buttler és Rochester által történt felfedezése, akik Blackett laboratóriumában annak idején Manchesterben dolgoztak.

A háború után az angol magfizikai kutatásban egy új tényező jelentkezett, nevezetesen a harwelli Atomenergia Kutató Intézet kitűnő új laboratóriumainak fejlődése. Ezeket a laboratóriumokat eredetileg hasadó anyagok előállításának, máglyatechnológiának és hasonlóknak kutatására tervezték. Egy kevésbé széles látókörű igazgató vezetése mellett ezek valóban egy szűk specializált irányba fejlődtek volna. A háború után kinevezett igazgatónak, Cockroftnak vezetése mellett azonban ezek a laboratóriumok a magfizikai alapvető kutatások első osztályú centrumává váltak. Természetesen kétségkívül sok rutin és ad hoc munkát kell itt elvégezni, de minderről keveset hallani, minthogy titkosan folyik. Ezzel szemben az alapvető kutatás nem titkos és sok lehetőség van a Harwellben és az egyetemeken dolgozó fizikusok kölcsönös tapasztalatcsere-látogatásaira. Emellett egyre inkább az a tendencia érvényesül, hogy a nem titkos kutatási témákban Harwell és az egyetemek között kapcsolat alakuljon ki.

Egy ilyen típusú meglehetősen nagy kutatási munka alakul ki Harwell és számos egyetem között egy nagy áramerősségű és 6000 MeV-nál nagyobb energiájú részecskéket szolgáltató gyorsító berendezés felépítésére. Ezt Harwellben fogják kivitelezni, azonban a biztonsági körzeten kívül úgy, hogy az egyetemeken dolgozó fizikusok szabadon odamehetnek majd anélkül, hogy a késedelmet és méltánytalanságot jelentő „tisztogatási” eljárásnak alá kellene magukat vetniük.

Ennélfogva bizonyos értelemben a Cockroft vezetése alatt Harwellben jelenleg felépülő alapvető kutatásokat végző centrumot a Rutherford vezetése alatt álló Cavendish Laboratórium utódjának kell tekintenünk. Nemcsak Cockroft éleslátása és lelkesége vezetett Harwellnek ilyen méretű kifejlődéséhez. Ez egyúttal pénzkérdés is. Manapság a magfizika rendkívül költséges kutatási terület. Ilyen fajta munkához Harwellben a pénz az egyetemekenél szokásos mértékhez képest egészen más nagyságrendben állott rendelkezésre. Az angol atomenergia program egészére (beleértve a háborús és ipari alkalmazásokat is) fordított pénzüsszeghez képest a Harwellben alapvető kutatásra fordított összeg elenyészőnek tűnik. Azonban az angol egyetemeknek ilyen célokra rendelkezésre álló összeghez képest mégis rendkívül nagy.

Az angol egyetemeken a kutatómunkát lényegében a kormány által az egyetemek javára nyújtott támogatásból fedezik. Ezt a támogatást egy jelenleg Egyetemi Támogatási Bizottság néven

* Elhangzott 1956. szept. 20-án az Eötvös Loránd Fizikai Társulatban.

ismert testület irányítja, mely csaknem teljes egészében akadémiai állású emberekből áll. Ez a szerv meglátogatja az egyes egyetemeket és meghatározza, hogy a Nagy-Britanniában levő egyetemek finanszírozásához rendelkezésre álló összeget (évenként mintegy 34 millió font) hogyan kell az egyes egyetemek között elosztani. Miután ezt az elosztást meghatározták, minden egyes egyetem vezetőinek gondjára bízzák, hogy a rendelkezésére álló összeget különféle intézetei között ossza el. Ez a rendszer nagyon is ajánlásra méltó. Az egyetemeknek nem kell a kormányzat emberei felé elszámolniuk azzal, hogy hogyan költik el a pénzt és így módon a bürokratikus kellemetlenségek a minimumra csökkenthetők. Ezzel szemben ez a rendszer néha arra vezet, hogy az egyetemeken a fizikai kutatásokhoz rendelkezésre álló összeg túlságosan kevés. A dolog természeténél fogva a modern fizikai kutatások sokkal több pénzt emésztenek, mint csaknem bármelyik más kutatási ág. Egyes egyetemeken viszont fellép az az irányzat, hogy a fizikai kutatások támogatását más témakörökével összemérhető arányban szabják meg. Jelen pillanatban ez a kérdés sok problémát okoz. Sokan azon az állásponton vannak, hogy a jövőben nagyenergiájú és magfizikai kutatásokat ne végezzenek többet az egyetemeken, hanem csak speciális kutatóintézetekben. Ezzel szemben sok angol egyetemen a kiváló fizikai kutatómunkának igen jó hagyományai vannak és a fizikusok általában sajnálják ennek a tradíciónak felszámolását. Ezenfelül kétségtelen, hogy a kutatómunka és az oktatói tevékenység közötti szoros kapcsolat (egy kevés oktatómunka, talán néhány óra hetenként) igen jól tesz mind a kutatómunkásnak, mind a diáknak.

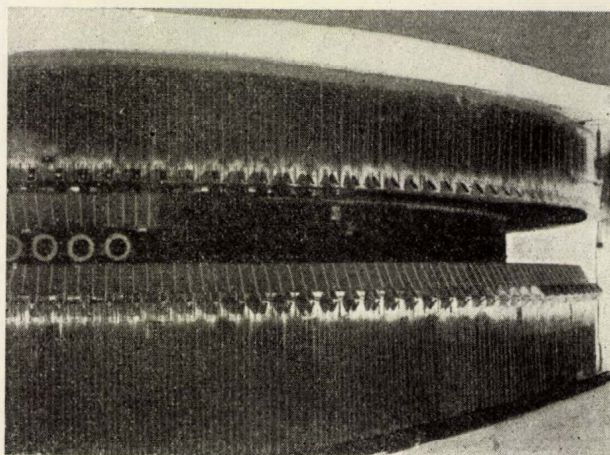
Lehetséges, hogy a megoldás az lesz, hogy az egyetemek fizikai intézeteit külön kutatási alappal látják el az egyetemi támogató bizottság által magának az egyetemnek juttatott összegben kívül. Már is egyes egyetemek speciális kutatási területeken dolgoznak, melyekért lényeges összegeket kapnak a harwelli Atomenergia Kutató Intézetétől. Ilyen tématervek az alapvető fizikai kutatások különféle ágaival lehetnek kapcsolatosak és egyes esetekben semmilyen katonai programmal sem állnak közvetlen kapcsolatban, s így eredményeik publikálhatók. Különleges vizsgálataik céljaira egyes tudományos kutatóknak a Tudományos és Ipari Kutatás Központi Szerve biztosít kisebb támogatást.

A háború végén különlegesen nagy támogatást nyújtottak néhány egyetemnek nagyenergiájú magfizikai kutatásokhoz szükséges gyorsító berendezések építésére. Ennek eredményeképpen Angliában most számos gyorsító áll rendelkezésünkre. Az alábbiakban ezeket fogjuk ismertetni, valamint a velük végzett néhány fizikai kutatásra térünk ki.

P. B. Moon prof. birminghami intézetében egy 980 MeV energiájú protonokat előállító proton szinkrotron épült. A pálya sugara 450 cm, a gyorsítási idő 1 másodperc, a körülfutásonként felvett energia 220 eV, a belövési energia 0,5

MeV, a mágneses tér a belövés helyén 227,3 Gauss, a maximális mágneses tér 15 000 gauss, a gyorsítási apertúra 35×10 cm, az ismétlések száma percenként 6. A protonok gyorsításához szükséges rádiófrekvencia az impulzus tartama alatt 0,34–9,6 Mc/sec érték-közben változik, deutronok gyorsításánál a megfelelő értékek 0,24–7,8 Mc/sec.

A rádiófrekvenciás gyorsító-feszültségnek a ciklus tartama alatti különféle időpontokban való kikapcsolásával a maximális 980 MeV-nál kisebb protonenergiák nyerhetők. Miután a mágneses tér elkezdi csökkenni, a nyaláb pályasugara mindaddig növekszik, amíg ki nem lép és ráesik egy



1. ábra. A birminghami egyetem proton-szinkrotronja

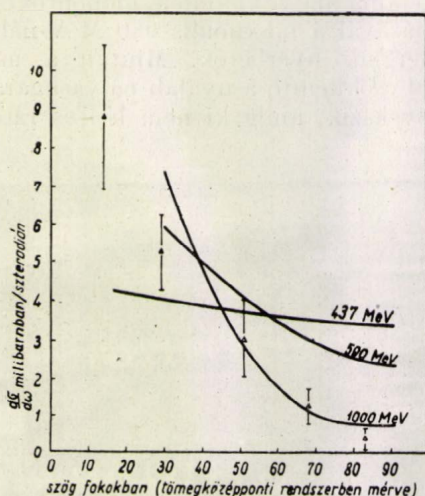
céltárgyra, amelyről a gyors protonok egy része a gyorsítóból kiszóródik. Ezzel a módszerrel 10^9 nagyságrendű részecskét tartalmazó köráramlökéseket sikerült előállítani. Azonban a szórás nem nagyon hatásos módja a nyaláb kihozatalának. Ezért tervbe vették esetleg egy ilyen célra szolgáló elektrosztatikus eltérítő rendszer kidolgozását (1. ábra).

Ez a berendezés mintegy két év óta működik, de eleinte mindenféle akadályok merültek fel, mert a berendezés körül nem volt megfelelő kísérleti térség. Ennek ellenére most már különféle kutatásokat végeztek segítségével. Példának okáért, Lock és munkatársai (Proc. Phys. Soc. A. 69 [1956] 43) 980 MeV-os protonoknak protonokon való szóródását tanulmányozták fotoemulzió segítségével (2. ábra). Kiderült, hogy a magszóródások vizsgálatához ez fáradságos módszer, ugyanis 950 méter protonnyom végigkövetése mindössze 46 szórási jelenséget mutatott. Ennek ellenére a proton-proton szórási adatoknak így nagy energiákig való kiterjesztése fizikailag igen érdekes.

Riddiford és munkacsoportja egy hidrogéntöltésű diffúziós kamrát használt pi-mezonoknak protonokon való szórásánál és jelenleg egy 8 collos hidrogén buborék kamrát építenek nukleon és pi-mezon szórások és kölcsönhatás tanulmányozásához. Egy olyan kísérletet terveznek, melyben két buborékkamrát fognak használni

nagyenergián bekövetkező szóródásnál mind a szórt, mind a visszalökött protonok polarizációjának megfigyeléséhez.

Más, inkább rutin jellegű vizsgálatokat is végeznek. Példának okáért nemrégiben alumíniumnak 980 MeV energiájú protonokkal való bombázásánál meghatározták mind a ^{18}F , mind a ^{24}Na keletkezésének gerjesztési függvényeit és ezenfelül könnyű magoknak nagyenergiájú pro-



2. ábra. Lock 980 MeV-os protonokkal végzett szórás kísérleteinek eredménye

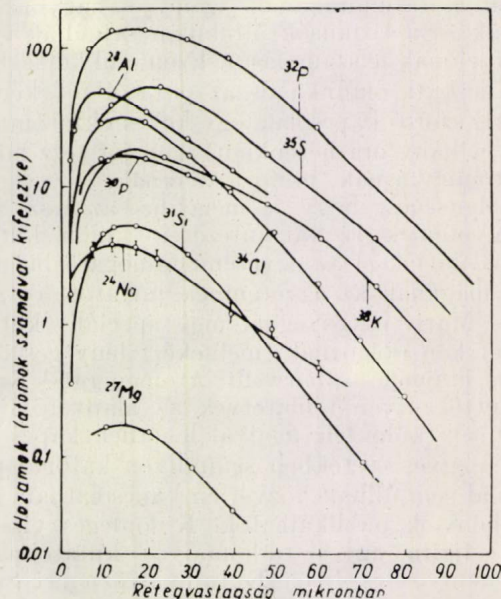
tonokkal való bombázásnál bekövetkező szét-esését is megvizsgálták magemulziók alkalmazása mellett (Munir, Phil. Mag. 1 [1956] 355).

Birminghamben egy szokványos 60 collos rögzített frekvenciájú ciklotron is épült, melyet közvetlenül a háború után fejeztek be. Ezzel a készülékkel többszörösen töltött ionnyalábokkal Chackett, Fremlin és munkatársaik különféle érdekes kísérleteket végeztek (3. ábra). Példának okáért a mellékelt ábra egy alumíniumfólia kötegnek 125 MeV-es $^{14}\text{N}^{6+}$ nyalábbal való bombázásánál keletkező radioaktív termékek mennyiségét mutatja be. Ilyen többszörösen töltött ionokkal a ciklotronban sokkal nagyobb energiájú részecskéket nyernek. Érdekes vizsgálatok folynak ilyen sugarakkal transzurán elemek előállításával kapcsolatban. Főleg a százas rendszámig sikerült elemeket előállítani.

Glasgowban egy elektronszinkrotront építettek. Angliában Fry, Goward és munkatársaik tekintélyes munkát fektettek ezeknek a készülékeknek a kidolgozásába és a 300 MeV-ra tervezett glasgowi készüléket később majd 375 MeV-os elektronok előállítására fogják kifejleszteni. A mágnes súlya 100 tonna és a pályasugár 125 cm. A mágnes konstrukcióját az ábra mutatja (4. ábra). A mágnes gerjesztéséhez egy 17 kV csúsfeszültségen levő 600 F-os kondenzátortelep szükséges; ez a kondenzátortelep anyagilag is és helyigényére nézve is igen tekintélyes tétel. Az ismétlési gyakoriság másodpercenként 5. A toroidot több, üvegből vagy kerámiából készült szektor alkotja, amelyek közül kettő egy rádió-

frekvenciás rezonátorpárt alkot. Végül is remélik, hogy a nyalábot ki lehet majd hozni.

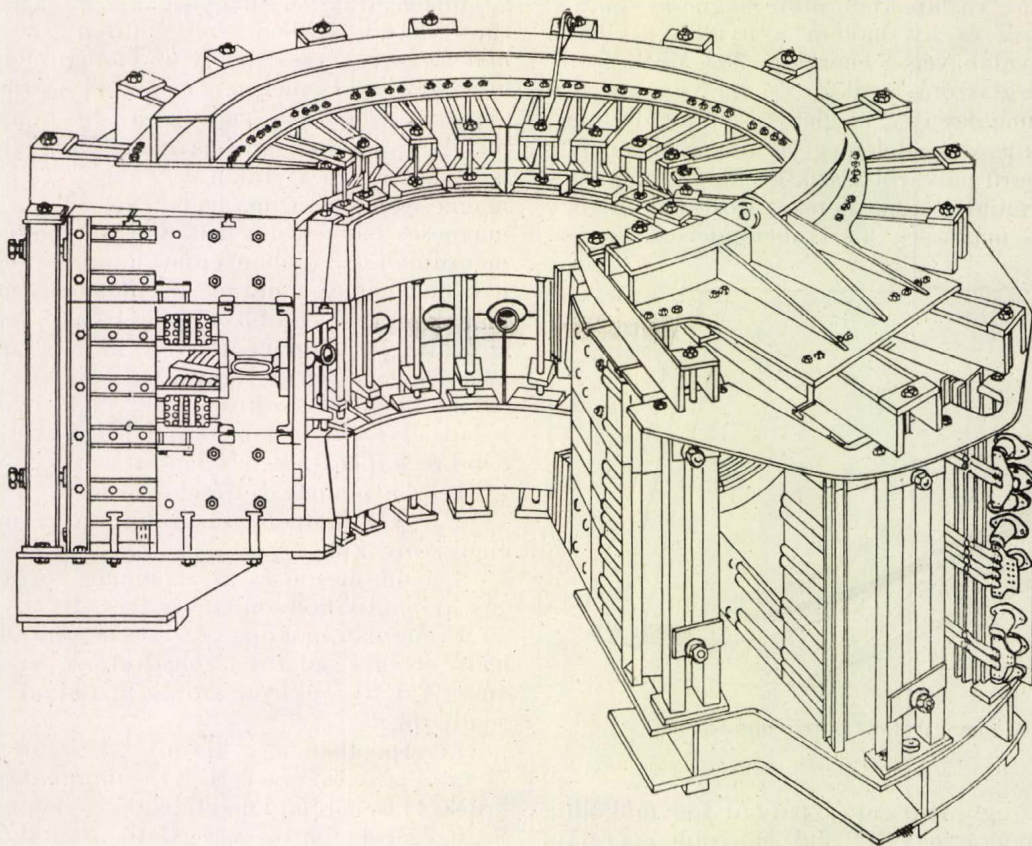
A berendezés már az elmúlt évben működött, azonban mindeddig a munka javarészt megfelelő felszerelés kifejlesztése képezte. Magemulziós munkák mellett mind diffúziós, mind buborékkamrákat készítettek. Nem szabad arról sem megfedkezni, hogy a proporcionális számláló modern típusainak kidolgozásával kapcsolatban Glasgowban röviddel a háború után Curran végzett jelentős munkát. Újabban Hogg és Sinclair (Phyl. Mag. 1 [1956] 466) vizsgálatokat közölt a szinkrotronból származó 330 MeV-os elektronnyaláb fékezési sugárzásának hatására kalciumban létrejövő π^+ és π^- mezonok fotokeltésének hatásfokáról. Az ábra az alkalmazott kísérleti berendezést mutatja (5. ábra). A kalcium céltárgyban keletkezett fotopionok a rézabszorbensben annyi energiát vesztenek, hogy az emulzióban nyugalmába jutnak. A pozitív és negatív pionok energiaspektrumának meghatározása azt mutatta, hogy a spektrum felső végén észrevehetően kevesebb negatív pion található. Ezt a tényt egész jól lehet megmagyarázni a ^{40}Ca magban levő utolsó neutron és utolsó proton kötési energiájának különbségével, minthogy emiatt nagyobb energiájú röntgensugárzás szükséges egy negatív pion előállításához, mint egy ugyanolyan energiájú pozitív pionhoz.



Alumínium $^{14}\text{N}^{6+}$ -tal való bombázása során keletkezett nehéz termékek eloszlása

3. ábra. Reakciók vizsgálata a birminghami ciklotronnal

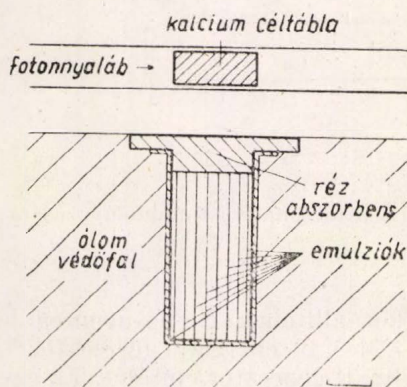
Liverpoolban 400 MeV energiájú protonok előállításához építettek egy szinkrociklotront. Ezen készülék mágnespólusainak átmérője 396 cm, a középső mágneses tér erőssége 18 000 gauss és a mágnes súlya 1640 tonna. Ennek a készüléknek jellemzője a nagyhatásfokú nyalábkievezetés. Régebben az ilyen berendezések nyalábját egy dróton történő szóródás segítségével vezették ki.



4. ábra. A glasgowi egyetem 300 MeV-os szinkrotronjának mágnes

Így azonban a körbehaladó nyalábnak mindössze 10^{-5} -ed része vihető ki. A Le Couteur által tervezett mágneses kiszívóval a körbefutó nyalábnak 3%-át lehetett kivinni. Ugyanilyen nagy kiszívási

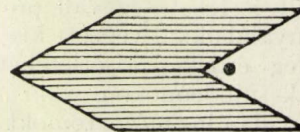
és a „regenerátornak” bevezetésével érik el. A hámozó egy



5. ábra. Hogg és Sinclair kísérleti berendezésének vázlata

százalékot értek el Moszkvában a 600 MeV-os szinkrociklotronnal.

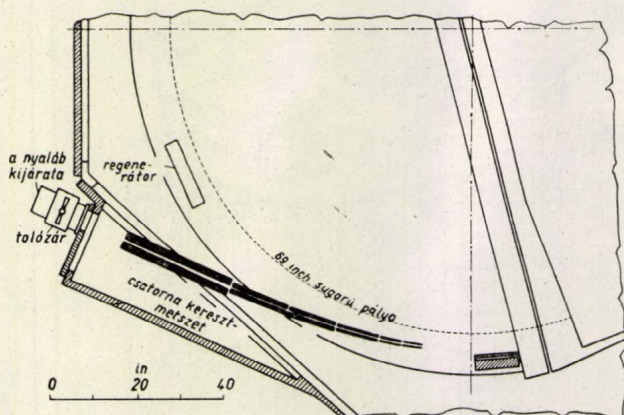
A Le Couteur-féle kiszívási módszer (Proc. Roy. Soc. A. 232, p. 236. 1955) abban áll, hogy a nyaláb radiális oszcillációjának amplitudóját megnövelik, ugyanakkor változatlanul kicsinek hagyván a függőleges oszcilláció amplitudóját. Ezt két mágneses berendezésnek, a „hámozónak”



6. ábra

alakú vasdarabból áll. A nyaláb metszetét a pont jelzi. A vas közelsége arra vezet, hogy a térerősség a pálya egy kis részében lecsökken, ha a pálya átmérője elérte a maximumát. Másfelől a regenerátor egy olyan készülék, mely a pálya egy kis szakaszán megnöveli a térerősséget. Ez egyszerűen két lemezből áll, melyeket a felső és alsó mágnespólusokra erősítenek. A hámozónak és a regenerátornak a pályához való relatív helyzetét az ábra mutatja (7. ábra). Amikor a nyaláb a hámozóba belép, a rádiusz megnő és oszcilláció indul meg. A regenerátor úgy van elhelyezve, hogy amikor a nyaláb belép, az oszcilláció maximális sugarán már túl van és a nyaláb sugara csökken. A regenerátor támogatja ezt a sugárcsökkenést és ennek hatására az oszcilláció amplitudója növekszik. Végül is az oszcillációk oly nagyok lesznek, hogy azok a nyalábot a lapjaikkal az erővonalakkal párhuzamosan

elhelyezkedő vaslapokból álló mágneses csatornába vezetik és ily módon a nyaláb kivihető. A kivitt nyaláb végső energiája 383 MeV, észrevehető energiaszórás nélkül, és ezt egy kisegítő fókuszáló mágnes egy meglehetősen jól definiált pontra fókuszálja. Jelenleg a részecskéket egy 175 cm sugarú pályáról viszik ki, ahol a mágneses tér még mindig egyenletes. Mostanában egy módosított mágneses kiszívóberendezést tervez-



7. ábra. A Le Couteur-módszer

tek, amely egy 181 cm-es pályán fog működni, és ilyen módon egy 3%-kal nagyobb energiájú nyalábot fognak kapni. Ennél a sugárnál a tér már eléggé nem homogén ahhoz, hogy a hámozó felesleges legyen és így csak a regenerátort tartják meg (Le Couteur és Lipton, Phil. Mag. 46 [1955] p. 1265.)

A liverpooli készülék védőfalán négy csatorna vezet keresztül és lehetőség van proton, π^+ , π^- vagy neutronnyalábokkal végzett kísérletek elvégzésére. Jelenleg érdekes kísérleteket folytatnak pi-mezonoknak nukleonokon való szóródásával kapcsolatban, valamint mezoatomokkal kapcsolatban. A mü-mezoatomok tanulmányozására szolgáló berendezéseket az ábra mutatja (8. ábra) (Butement Phil. Mag. 46. [1955] p. 1136). A π^- és μ^- nyalábot egy 48 cm vastag rézlemez (1) szűrték azért, hogy a pi-mezonok megakadjanak. A mü-mezonokat és elektronokat kb. egyenlő arányban tartalmazó kilépő sugárnyalábot egy vasbeton falban elhelyezett kollimátoron (2) engedték át, azután 8 mm vastag és 63 mm átmérőjű plasztik szcintillációs számlálókon (3) és (4) bocsátották keresztül, végül egy 75 mm²-es és 10 gramm/cm² vastag (5) céltárgyra esett. A keletkező mezonikus gamma sugarakat egy 44 mm átmérőjű, 47 mm vastag NaI kristállyal detektálták (7), amelyet egy 6260 EMI foton sokszorozó csővel figyeltek meg. Kiszelektálták a (3), (4) és (5) számlálók közti koincidenenciákat 3,10⁻⁷ másodperces felbontási idővel. A 6 mm vastag és 8 cm² felületű plasztik szcintillációs számláló (6) anti-koincidenencia számlálóként működött és ezzel el tudták különíteni az (5)-ön áthaladt és a (7)-be belépő töltött részecskéket. A mü-mezon-eredetű

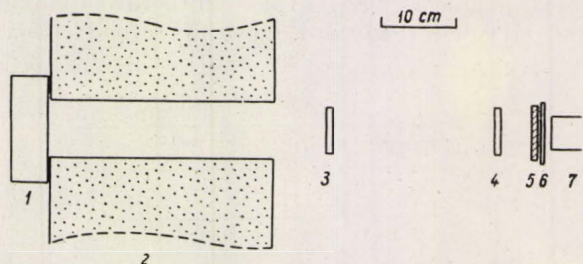
gamma sugarak lökés nagyságának eloszlását ábrán tüntetik fel. Érdemes megemlíteni, hogy a szóban forgó sugárzás, amely az ólomatomokban bekövetkező 2p-1s mezon-átmenetből származik, két „csúcsra” bomlik, melyek a 2p állapotok p, p felhasadásából származnak. Ezen felhasadás nagyságából azt találták, hogy a mü-mezon mágneses momentuma igen közel esik az anomális mágneses momentum nélküli Dirac-részecske momentumához. Valóban, ennek a dublet felhasadásnak megmérése a mü-mezon mágneses momentumának egyik legjobb meghatározási lehetőségét szolgáltatja. Butement ezen munka során természetesen Fitch és Rainwater és mások Egyesült Államokbeli klasszikus munkáinak nyomdokain halad. Ilyen típusú mérésekből a következő kérdésekre kaphatunk felvilágosításokat:

1. az atommag töltéseloszlása,
2. a vákuumpolarizáció hatása a mezonikus energianívókra,
3. a mü-mezon és az atommag közötti esetleges anomális kölcsönhatása fennállása.

Pi-mezoatomokon végzett hasonló kísérletek igen értékes adatot szolgáltatnak az alacsony energiájú π^- -nukleon szórás fázisainak nagyságrendjéről.

Liverpoolban egy kicsiny 37 collos ciklotron is található és ezzel Holt és munkatársai több érdekes kisenergiájú magfizikai kísérletet végeznek. Segítségével fontos vizsgálatokat folytattak az ún. deuteron- „stripping” reakciókkal kapcsolatban.

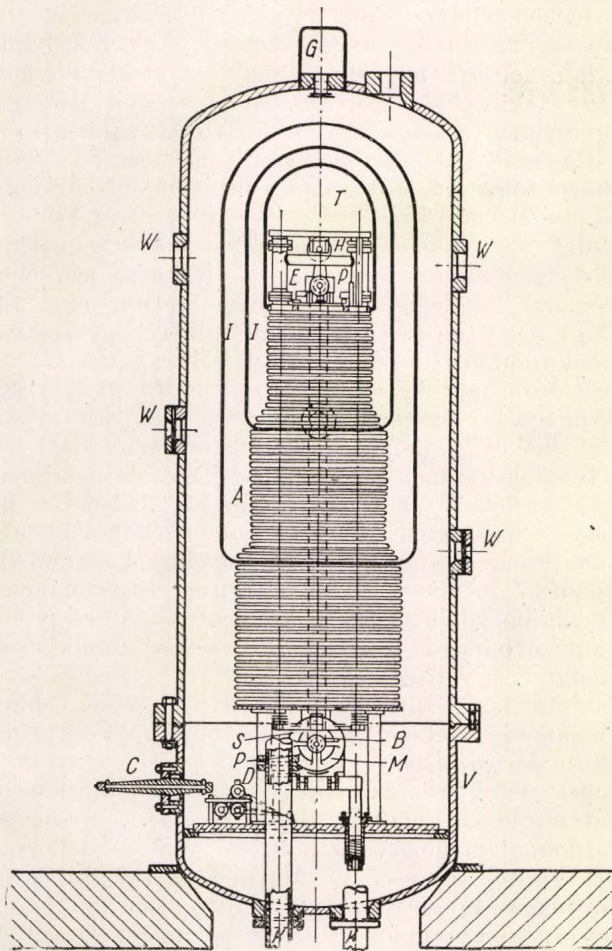
Cambridge-ban a Cavendish Laboratórium birtokában két szokásos feszültségsokszorozó gyorsító van, melyek 1 MeV illetve 2 MeV energiájú



8. ábra. A μ -mezonatom tanulmányozására szolgáló berendezés

részecskéket állítanak elő és nemrég befejezték egy kb. 4 MeV-os energiájú részecskéket előállító Van de Graaff-generátor építését. Ez egy 228 coll hosszú, 70 coll átmérőjű, kb. 30 atmoszféra nyomású nitrogéngázt tartalmazó tankba van beépítve. A gyorsító diagramját az ábra (9. ábra) mutatja. A háború befejezése óta Cavendish-ben a magfizika nem alkotja a fő érdeklődési területet. Az itteni dolgozók többségét a kristályfizika és a szilárd testek fizikája vonzotta magához. Ennek ellenére több igen jelentős és alapos vizsgálatot végeztek itt az atommag-nívók szisztematikájával kapcsolatban, elsősorban Devons és Burcham és újabban Wilkinson, aki a deutérium fotoeffektusá-

nak módszeres tanulmányozását is elvégezte. Ezen a területen Cambridge-ben az érdeklődés főképpen kisenergiájú magfizikára koncentrált.



9. ábra. A Cavendish Laboratórium generátorának keresztmetszeti képe

A nagyenergiájú fizika terén Angliában a háború befejezése óta végzett munkák közül talán legismertebb a Powell vezetése alatt álló bristoli iskola munkája. Ennek a munkának egyik legmeglepőbb vonása a felhasznált költségvetési keret viszonylag alacsony volta. Bristolban semmilyen drága berendezést nem építettek, hanem Powell és munkatársai a magrészcsek tanulmányozásához alkalmas magemulziós technika tökéletesítésére, valamint annak ésszerű felhasználására koncentrálták munkásságukat. Wallerrel, az Ilford munkatársával együttműködve, először kidolgozták az igen kicsiny ionizációs képességű sugárzásokra érzékeny fotoemulziókat, majd Powell elsőnek alkalmazta ezeket magszórési és magátalakulási vizsgálatokhoz. Azonban a módszer nagy hordereje akkor derült ki, amikor analízis alá vették a nagy magasságokban kozmikus sugarakkal exponált lemezeket és így felfedezték a pi-mezonokat, valamint később más bomlékony

részcskéket is, melyek nagyenergiájú nukleon ütközéseknél keletkeznek.

Bristolban sok munkát fejtettek ki azoknak a 30 km magasságig felküldött ballon-expedícióknak előkészítésére és szervezésére, melyek során a primer kozmikus sugárzás hatásának tettek ki magemulziós csomagokat. Az ezekből az expedíciókból származó emulziókat szívélyesen megosztották sok más európai laboratóriummal és a magemulziós vizsgálatoknak ez az egész szervezése jó példáját mutatja annak, hogy mit lehet elérni a fizikában őszinte nemzetközi együttműködéssel. Nagy érdeklődés nyilvánult meg a primer kozmikus sugárzásban található nagyenergiájú magokkal kapcsolatban. Egészen 30-as rendszámig találtak csupasz magokat.

Az utóbbi hónapokban ezekkel a mérésekkel kapcsolatban az érdeklődés a primer részecskének a Föld mágneses terével kapcsolatos levágási energiája felé fordult. Az Egyesült Államokból érkező hasonló eredmények után bristoli kutatók (Waddington, Nuovo, Cimento 3 [1956] 930) azt találták, hogy Anglia fölött a levágási energia 0,60 és 0,70 GeV/nukleon, szemben a geomágneses szélességből számított 0,33 GeV/nukleon értékkel. Ez arra mutat, hogy a kozmikus sugárzás levágási energiáit nem a geomágneses szélességekből kell kiszámítani, hanem olyan szélességi értékekből, melyek Európa fölött négy-hat fokkal alacsonyabbak és Amerika fölött három vagy több fokkal magasabbak.

Nagyenergiájú nukleonoknak atommagokkal való kölcsönhatása különösen jelenleg nagyfontosságú kérdés, amikor is felmerül annak lehetősége, hogy a kvantumelektrodinamika 10^{11} elektronvolt fölött esetleg érvényét veszti. Aligha lehet belátható időn belül ekkora energiákat nagyenergiájú gyorsítókból kapni és ezért a kozmikus sugárzásnak nagy magasságokban történő vizsgálata jelenleg az egyetlen kutatási lehetőség.

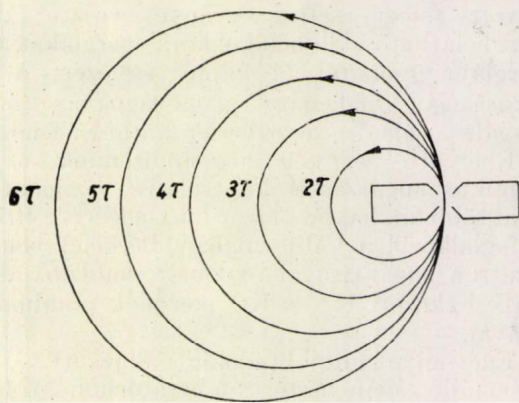
Ehelyütt meg kell még említenünk, hogy a kozmikus sugárzással kapcsolatos vizsgálatokon kívül több angliai laboratórium, beleértve Bristolt is, foglalkozik a Californiában, Berkeley-ben levő beatron sugárzásával exponált emulziókötegekben keletkezett K^+ és K^- mezonok tanulmányozásával.

Egészen a legutóbbi időkig a Blackett vezetése alatt álló manchesteri laboratórium volt az angliai nagyenergiájú részecske-kutatás és kozmikus sugárzásokkal kapcsolatos kutatás egyik fő centruma. Jól ismeretes Blackett és munkatársai azon munkája, melynek során a Wilson-kamrát a nagyenergiájú részecske-kutatás sokoldalúan alkalmazható eszközévé fejlesztette ki. Ebben a laboratóriumban készítette Rochester és Butler 1947-ben az első két fényképfelvétele az ún. V-részecskékről és ezzel megvetette alapját a nagyenergiájú részecskék kutatásának, ami jelenleg a legnagyobb érdeklődésre tarthat számot. A manchesteri laboratórium kezdeményezte ezen részecskék magas hegyeken elhelyezett ködkamrákkal történő kutatásának megszervezését és

több éven át irányította a Pireneusokban a Pic du Midi hegyen és a svájci Jungfrau-jochon elhelyezett kamrák működését. Ezek a kutatócsoportok, melyek mintegy százezer felvételt készítettek a ködkamra fölé helyezett anyagban vagy a kamrában elhelyezett lemezekben létrejövő nagyenergiájú kölcsönhatásokról, igen fontos adalékokat szolgáltatottak a nehéz mezonok és hiperonok különböző típusainak és azok sajátosságainak tisztázásához. Manchesterben egy nagy mágneses spektrográfit is építettek és ezt a tengerszint magasságában előforduló kozmikus sugárzásbeli részecskék impulzus-eloszlásának tanulmányozására használták fel.

Legutóbb Manchesterben változások állottak be. Blackett átment a londoni Imperial College-ba, ahol csoportja folytatja a Wilson- és buborékkamrák kifejlesztését és ahol elkezdték igen magas hőmérsékleten lejátszódó fizikai folyamatok tanulmányozását. Időközben Manchesterben Devons vezetése alatt egy új csoport alakult, amely kisenergiájú magfizikai kérdésekkel foglalkozik. Ezen cél érdekében egy 10 MeV-os nagy Van de Graaff-generátor áll építés alatt.

A londoni University College-ben felépítettek egy olyan gyorsítót, amilyenre eddig másutt kevés figyelmet szenteltek. Ez az ún. mikrotron vagy elektroniciklotron, és működése Veksler orosz fizikus javaslatán alapszik. Egy szokványos ciklotronban nehézséget okoz az a tény, hogy a relativisztikus tartományban a gyorsított részecskék tömege sebességükkel változik. A mikrotronban éppen ezt a változást használják ki. A működési elvet az ábrán szemléltetjük (10. ábra). A



10. ábra. Elektronpályák a mikrotronban. Az ábra a rezonátorhoz viszonyított helyzetüket mutatja

rezonátor üregben egy 3000 Mc/sec frekvenciájú rádiófrekvenciás teret létesítenek, melynek elektromos térerősség vektora az üreg tengelyének irányába mutat. Az üreg szegélyéről téremisszió következtében kilépő elektronokat az üreg elhagyása előtt felgyorsítják. Az egész berendezés egy 1100 gauss erősségű mágneses térben van elhelyezve. Az elektronok a mágneses térben egy kört írnak le és egy bizonyos idő után újra belépnek az üregbe. Ha ezalatt az idő alatt a rádió-

frekvenciás tér egy teljes cikluson ment keresztül, a részecskék a térből újra energiát fognak felvenni. Ki lehet mutatni, hogy ha minden egyes áthaladásakor az elektron a nyugalmi tömegével egyenértékű energiát vesz fel, úgy éppen akkor fog újra az üregbe belépni, amikor a rádiófrekvenciás tér fázisa további gyorsítást létesít. Egy fázisfokuszáló feltétel biztosítja, hogy az elektronoknak egy tekintélyes hányada ilyen módon ismételt gyorsulást szenved. A rezonátoron való n -szeri áthaladás után az elektron kinetikus energiája közelítőleg $n/2$ MeV. A pályák legfeljebb mintegy 3 cm-en belül foglalnak helyet és a sugár kihoztalát egy megfelelően elhelyezett vascső segítségével igen egyszerűen érik el. Csaknem az egész sugarat ki lehet hozni. Megépítettek egy 4,5 MeV-os, 9 pályás készüléket, amely egy mikroszekundumos impulzusokban mintegy 0,5 mA-es csúcsára mértékeket ad. (Az ismétlési gyakoriság 500/sec.) A mágnes átmérője 16 coll. Egy másik 30 MeV-os, 60 pályás készülék szerkesztés alatt áll. Gyors elektronok szóródásával kapcsolatos különféle érdekes méréseket végeznek, beleértve az elektron-atommag szóródás sugárzási korrekcióinak gondos tanulmányozását is. Ennek a mennyiségnek megmérése a kvantumelektrodinamika szempontjából rendkívül jelentős. A nagyobb mikrotronnal atommagok töltéseloszlásának vizsgálatát is el fogják végezni.

Az University College-ben tekintélyes előrehaladást értek el a nagynyomású ködkamra kutatási eszközként való kifejlesztésében is. A 4 cm vastag rozsdamentes acélból épült kamra átmérője 20 cm és 100 atmoszféra nyomású argonnal dolgozik. Ezen üzemi adatok mellett a Dolomitokban levő La Marmolada csúcson 2040 m magasságban több évig rendszeresen működött és segítségével sok érdekes jelenséget figyeltek meg. Az ezzel a nyomással kapcsolatos kamrabeli nagy anyagsűrűség jelentős mértékben megnöveli a gázban lezajló magreakciók megfigyelésének valószínűségét. Előnye a soklemezű kamrával szemben abban áll, hogy a kölcsönhatások minden részlete látható. Másfelől viszont a nagyenergiájú gyorsítóknak bomlékony részecskék forrásaként való kifejlesztése a magas hegyeken történő kozmikus sugárzási kutatás jövőjét kisebb területre korlátozza.

A deutérium-gázzal töltött nagynyomású kamrát az University College egy munkacsoportja a harwelli 150 MeV-os szinkrociklotronnal kombinálva, nagyenergiájú protonok deutronokon történő szóródásának vizsgálatára is felhasználta. Az ilyen célú felhasználást akadályozza a hosszú, kb. 10 perces ciklus, ami a nagynyomású kamráknak gyorsítógépekkel való kombinációját nagymértékben megnehezíti. Újabban a kamrát „túlnyomásos” működésre is átalakították, ami azt jelenti, hogy a részecskenyomok keletkezésére vezető gyors expanzió után a kamrát azonnal egy olyan nyomásra komprimálják, amely lényegesen nagyobb az expanzió előtti nyomásnál. Ez azt eredményezi, hogy a ködseppesek lényegében

a keletkezési helyükön újra elpárolognak, s így a kamrát lassan eredeti nyomására expandáltatva máris készen áll egy újabb gyors expanszióhoz. Ezzel az elrendezéssel a ciklus idejét kb. egy percre lehet lecsökkenteni és ily módon a nagy-nyomású kamrának gyorsítókkal való kombinációja versenyképes lesz más lehetséges berendezések, például buborék kamrák felhasználásával. Végül meg kell még említenünk, hogy több angol laboratórium szénhidrogén és folyékony hidrogén töltésű buborék kamrák szerkesztésével foglalkozik.

A háború után Angliában legelsőnek üzembe helyezett nagyenergiájú gyorsító a harwelli szinkrociklotron volt, mely egy 280 cm átmérőjű mágnespólust és 17 000 gauss erősségű mágneses teret használ, mely utóbbit egy 670 tonna súlyú mágnes létesíti. A berendezés 175 MeV-os protonnak előállítására alkalmas. A protonnyaláb egy részét a berendezésből egy mágnesesen árnyékolt csatorna alkalmazásával vezetik ki, amelynek mentén a protonok egy belső uránium céltárgyon történő szóródás után szabadulnak ki. Jelenleg az ezen berendezéssel előállított részecskék energiája mezonkeltetéshez túlságosan alacsony, azonban azt tervezik, hogy át fogják alakítani egy nem pulzált működésű ciklotronná, és segítségével nagyintenzitású 240 MeV energiájú részecske-áramot fognak előállítani oly módon, hogy a pólussarukba spirális vágatokat mélyítenek, melyek a mágneses tér azimutális változását idézik elő.

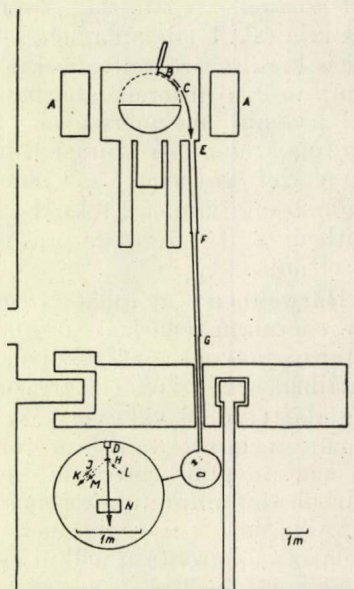
Az említett korlátozások ellenére 1949 decemberében történt első üzembehelyezése óta több, igen érdekes vizsgálatot végeztek a leírt berendezés segítségével. Így pl. különböző céltárgyaknak 171 MeV energiájú protonokkal történt bombázásából származó neutronok hatáskeresztmetszetének és energiaspektrumának vizsgálata azt mutatta, hogy a spektrumnak nagy energiánál mindig egy határozott csúcsa van. Berillium esetében ez a csúcs mindössze 20 MeV-tal esik a primer proton energia alá, és ez azt mutatja, hogy a proton egyénenként lép kölcsönhatásba a nukleonokkal, nem pedig az egész maggal. Ha ugyanis egy közbülső mag keletkezne, akkor az emittált neutronok átlagos energiája sokkal alacsonyabb lenne.

Egy visszalökődési protonteleszkópnak neutrondetektorként való felhasználásával számos anyagban végeztek neutron-hatáskeresztmetszet méréseket. A rendszám növelésével a hatáskeresztmetszet-görbéken egyre nagyobb energiáknál lépnek fel maximumok és minimumok. Ólom esetében a maximum 100 MeV-nál és a minimum 60 MeV-nál jelentkezik. Ezeket a jelenségeket az atommag homályos kristálygömb modelljével lehet megmagyarázni. A harwelli berendezésből származó nagyenergiájú neutronok rugalmatlan szóródási hatáskeresztmetszetének meghatározása (Voss és Wilson, Proc. Roy. Soc. A. 236 [1956] 52) arra utal, hogy az atommagban a neutronok nagyobb teret foglalnak el, mint a protonok.

Alapvető jelentőségük van az n-p és p-p szórásra vonatkozó kísérleteknek. Különös figyel-

met szenteltek az n-p differenciális szórási hatáskeresztmetszetének igen kicsiny szórásszögek esetében történő meghatározására. Ehhez egy nagy folyadék töltésű szcintillációs számlálót használtak, melyben a folyadékokban keletkező visszalökött protonok nyugalomba jutnak. A méréseket 6 fokos szórási szögekig terjesztették ki 104 és 137 MeV átlagos neutronenergiák esetében és ezek a mérések megerősítik a 90 fok körüli szögeloszlás aszimmetriáját. Ez az aszimmetria azt mutatja, hogy páratlan kvantumállapotokban is létezik kölcsönhatás és így a nukleonok közötti kölcsönhatás nem lehet teljes egészében Serber-típusú.

Az ábrán bemutatott készülékkel gondosan megvizsgálták a p-p szórásokat is (11. ábra). A beren-



11. ábra. A p-p szórás tanulmányozására Harwellben használt berendezés vázlata

dezésből 100 c/sec gyakorisággal kilépő nyalábot a H polietilén céltárgyon szórták és a szórt, valamint visszalökött protonokat a J K L gáztöltésű számlálók koincideneciáival regisztrálták. A beeső nyaláb nagyságát az N légtöltésű ionizációs kamrával lehetett meghatározni. Egy grafittal végzett kiegészítő kísérlet lehetővé tette a szénatomokon bekövetkező szóródás korrekcióba vételét.

Újabban nagyobb érdeklődés támadt polarizált neutronok és protonok szóródásának tanulmányozására vonatkozólag. Általában a nukleonok közti kölcsönhatás spinfüggése miatt szóródás alkalmával egy nagyenergiájú nukleonnyaláb polarizálódni fog, ami azt jelenti, hogy a spinnek egy bizonyos irányban való komponense (a beesés eredeti irányában) nagyobb, mint az ellenkező irányban. Ha ezután a nyalábot egy bizonyos szögben másodízben szórátjuk, a szórt nyaláb intenzitása már nem lesz független az azimuttól, és ez az aszimmetria a nukleonok közötti nem centrális erőktől függ.

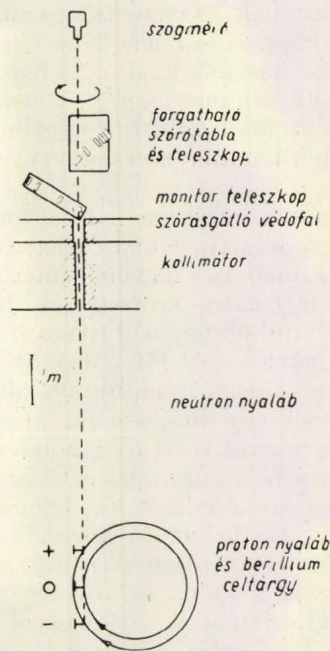
A harwelli p-p szórásokkal kapcsolatos polarizációs kísérletekben a nyalábot először a készülék

belsejében szóratták egy szén céltárgyon. Azért használnak szenet, mert ez nagymértékben poralizálja a nyalábot. A szórt nyalábot azután kivezik a készülékből és másodízben egy polietilén céltárgyon szóratták. Egy az előző munkával kapcsolatban bemutatotthoz hasonló teleszkóp számolórendszer szolgál a második szóró anyagban bekövetkező p-p szórások detektálására. Minthogy mind a szórt, mind a visszalökött protonokat összegyűjtik, kicsiny a lehetősége annak, hogy a polietilénben levő szénen történt szóródással össze-cseréljék. A koincidencia számláló teleszkóp síkjának a második szórócentrumra vonatkozó beesési irány körüli elforgatásával az azimuttal való változás meghatározható. Ezzel a módszerrel 45 fokos szórási szögnél egy kb. 25%-os maximális aszimmetriát találtak. Újabb méréseket kiterjesztették igen kicsiny szórási szögekre és összekötötték a p-p szórás differenciális hatáskeresztmetszetének hasonló megméréseivel. 150 MeV energiájú protonokra a p-p szórás differenciális hatáskeresztmetszet görbének a Coulomb-interferenciából adódó minimuma 2 foknál jelentkezik, míg ez esetben a kétszeres szórásnál észlelt aszimmetria eltűnik.

Jelenleg Harwellben különféle vizsgálatokhoz egy 135 MeV energiájú polarizált protonnyalábot lehet előállítani, melynek 68%-os polarizációját a belső nyalábnak egy szén céltárgyon történő 20 fokos szög alatti szórásával nyerik. A polarizált nyaláb intenzitása mintegy 10^5 proton/cm²/sec. Lényegesen alacsonyabb energiájú nyalábokat ebből a sugárból alumínium abszorbenseként való átocsátás révén lehet nyerni, melyekben az energia a polarizáció elrontása nélkül csökken le. Újabb Brinkworth és Rose (Nuovo Cimento 3 [1956] 195) a harwelli berendezés nyalábjának polarizációs iránya meghatározására méréseket végeztek a 10 MeV energiájúra lecsökkentett nyalábnak héliumban való szórása segítségével.

Kísérleteket végeztek polarizált neutron nyalábok segítségével is. A Hillmann és Stafford (Nuovo Cimento 3 [1956] 633) által használt kísérleti berendezést az ábra mutatja (12. ábra). A polarizált neutronokat a proton nyalábnak berilliumra való ejtésével állították elő és a polarizált neutronok a beeső protonnyalábhöz képest ± 26 fokos szög alatt léptek ki. Kollimálás után a nyaláb egy 1 cm vastag polietilén radiátoron haladt keresztül. Egy 3-as koincidencia számláló teleszkóppal észlelt proton visszalökések szolgálták monitor gyanánt. A nyalábok ezután egy forgatható szóró asztalka tengelyére szerelt szóró céltárgyra engedték. Az asztalkához egy mozgatható karon egy számláló teleszkóp volt erősítve. Számlálókul egy perspex fényvezetőn felszerelt plastik szcintillátorok szolgálták. Polietilén, illetve szén céltárgyakon történő szórás, valamint egy szubsztrakciós eljárás segítségével különböző szögek alatt meghatározták protonokon szórt 98 MeV-os neutronok polarizációját (13. ábra). a kísérletek alapján nyert $p \frac{d\sigma}{d\Omega}$ polarizációs hatáskeresztmetszetet ábrázolja,

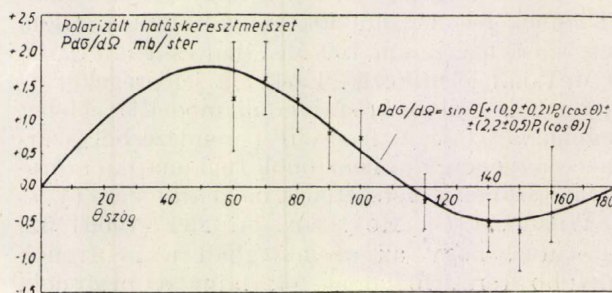
ahol $d\sigma/d\Omega$ az egységnyi térszögre vonatkozó szórási hatáskeresztmetszet. A beeső nyaláb polarizációja mindössze 9,8% volt, és így a második szóródás utáni aszimmetria kicsinek adódott (maxi-



12. ábra. Polarizált neutron-nyaláb tanulmányozására Hillmann és Stafford által használt berendezés vázlatos képe

málisan mintegy 4%), ami a 60 fokos n-p szóródásnál bekövetkező 39%-os polarizációnak felel meg.

A polarizált neutronokkal végzett kísérletek közé tartozik egy polarizált nyalábnak adott szög alatt történő szórása és a szórt nyaláb intenzitásának a beeső irány körül 180 fokkal különböző irányokban való intenzitásának megmérése. Igen nagy gondot kell fordítani arra, hogy a beeső nyaláb a két észlelési helyhez képest pontosan legyen centrálva, és ezt a feltételt a gyakorlatban igen nehéz kielégíteni. Az újabb kísérletekben a detektáló teleszkóp körülforgatását egy hosszú szolenoiddal küszöbölték ki, melynek tengelye mentén haladt a polarizált neutronnyaláb. A szolenoid mágneses terének hatására a neutronok impulzusmomentum-vektorai precesszálnak s így a szolenoidot tápláló áram megfordításával a



13. ábra. Hillmann és Stafford kísérleteinek eredménye polarizált hatáskeresztmetszet

céltárgyra eső nyaláb polarizációjának irányát meg lehet fordítani. Ily módon a szóró céltárgy két azimutjára vonatkozó mérést a detektor teleszkóp helyzetének megváltoztatása nélkül el lehet végezni.

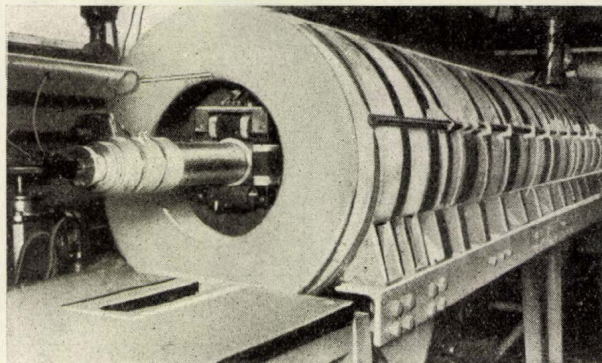
Egy sorozat igen érdekes kísérletben (Voss és Wilson, Phil. Mag. 1. [1956] 175) egy 100 MeV energiájú polarizált neutronnyalábot igen kicsiny (1 foknál kisebb) szögben uránium fólián szórattak. Egy neutron számlálónak a szórás utáni nyalábon való keresztülvitele során kb. 10%-os aszimmetriát találtak a szórt nyaláb két oldala között. Ezt a jelenséget a neutron mágneses momentumának és az urániummag Coulomb-terének kölcsönhatásával magyarázták. A jelenség nagyságrendje a várttal megegyezett és iránya a neutronnyaláb polarizációs irányára vonatkozó adatokat megerősítette.

Jelenleg protonokkal végzett háromszoros szóráskísérletek lehetőségére fordítanak figyelmet. Tekintsünk egy szén céltárgyon kétszeresen szórt protonnyalábot. Az elrendezést egy optikai polariméter polarizátorához és analizátorához lehet hasonlítani. Ha már most közbeiktatunk egy harmadik, hidrogén anyagú szórót, akkor közvetlenül tanulmányozhatóvá válik a p-p szórásnál bekövetkező „spin-flip”.

Harwellben igen fontos munkát végeztek a lineáris gyorsítók módszerének nagyenergiájú nyalábok előállítására való kifejlesztésével kapcsolatban, éspedig először elektronokkal, újabban pedig protonokkal is. Példának okáért, ha egy elektromágneses hullám egy, az elektromos térerősség vektorával párhuzamos tengelyű körkeresztmetszetű cső mentén tovahalad, akkor folytonos módon fel tud gyorsítani egy olyan részecskét, amely megfelelő ideig lépést tart a térrel. Így az ábrában bemutatott módon, ha a fázissebességet úgy állítjuk be, hogy az eredetileg az A pontban levő és a gyorsító térbe eső részecske relatív helyzete a hullámhoz képest ne változzék, akkor a részecske tetszőleges energiára gyorsítható fel, ha csak a hullámvezető elég hosszú. Egy közönséges körkeresztmetszetű hullámvezetőt nem használhatunk, mert egy ilyen hullámvezetőben a fázissebesség a fénysebességnél nagyobb. A fázissebességet azonban diafragmáknak a hullámvezetőbe való beiktatásával vagy annak egy nagy dielektromos állandójú anyaggal való kitöltésével lecsökkenthetjük. A hullámvezetőt igen pontosan kell megkonstruálni, kétezred collnyi pontossággal.

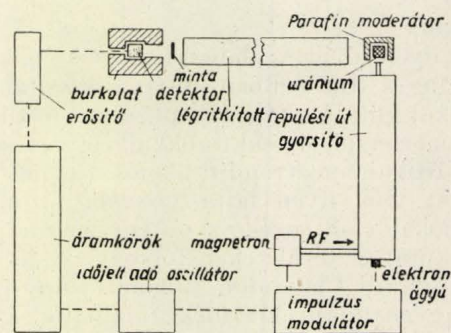
Különbéféle lineáris elektrongyorsítókat építettek, egészen 20 MeV-ig és néhányat klinikai célokra használnak egyes kórházakban (14. ábra). Az egyiket Harwellben neutron hatáskeresztmetszet mérésre alkalmazzák egy repülési idő spektrométerrel kapcsolatban. Az elrendezést az ábra mutatja (15. ábra). 15 MeV energiájú elektronok egy urán céltárgyra esnek. A keletkező gamma sugarak a gamma-neutron reakció során neutronokat produkálnak. Ezen neutronok energiáját egy parafin moderátorban lecsökkentik és ezután egy

evakuált, 30 m hosszú térrészen haladnak keresztül. A készülékből egy lökésben másodpercenként 10^{14} neutron lép ki. Az anyagmintát, melynek neutron hatáskeresztmetszetére kíváncsiak vagyunk, a nyaládba helyezik és az ezen való áthaladás után a neutronokat egy porított bór tartalmazó detektorral észlelik. A bórban létrejövő



14. ábra. 4 MeV-os lineáris gyorsító

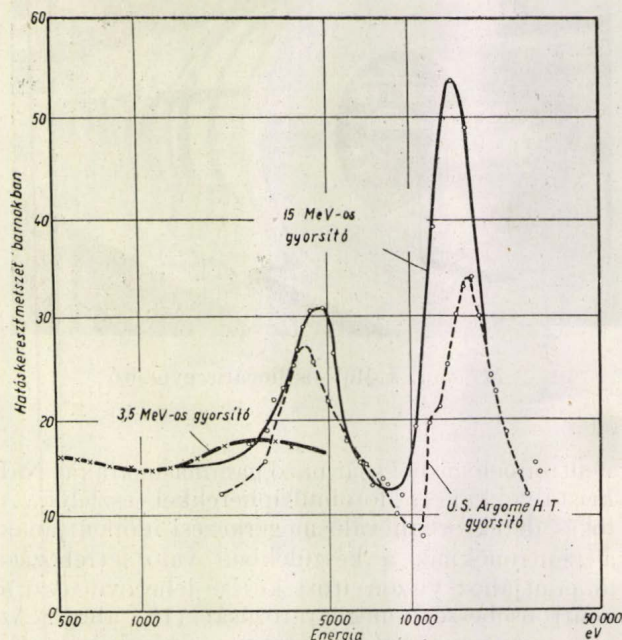
neutronbefogásból származó gamma sugarakat NaI kristályokkal és fotomultiplierekkel észlelik. A lökés detektorban való megérkezési időpontjának a neutronoknak a készülékben való létrehozási időpontjához viszonyított késése lehetővé teszi a neutronsebesség meghatározását (16. ábra). Az ábra neutronok hatáskeresztmetszetének változását mutatja nikkelen 50 KeV-ig.



15. ábra. 15 MeV-os lineáris gyorsító neutronspektrométer repülési időtartam méréssel. Elektronokkal bombázva urániumot, γ -sugarak keletkeznek, melyek viszont neutronokat váltanak ki (γ -n) reakcióval az urániumból

A lineáris gyorsító elvét Harwellben egy intenzív 50 MeV energiájú protonnyaláb előállítására is felhasználják. Ez esetben a protonok sebessége a gyorsítás során túlságosan nagymértékben változik és így a fentebb leírt hullámvezetős gyorsító nem használható. Ehelyett egy „drift cső” típusú berendezést használnak, melynek elvét iongyorsítás céljára a háború előtt Sloan és Lawrence alkalmazta. Ezt a gyorsítót eredetileg egy 600 MeV energiájú nagy intenzitású protonnyaláb előállítására szolgáló lineáris gyorsító első

fokozatának szánták. A nagyintenzitású 6 GeV energiájú protonokat előállító protonszinkrotron építésének elhatározása után a nagyenergiájú lineáris protongyorsító tervét elejtették. A mágnes és a működési ciklus különlegesen gondos megtervezésével azt remélik, hogy a 6 GeV-es készülékkel két nagyságrenddel nagyobb intenzitásokat fognak elérni, mint a Berkeley-i bevatronnál. A mágnes súlya kb. 6000 tonna lesz.



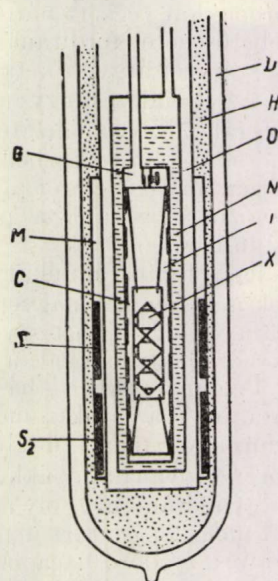
61. ábra. A nikkelen különféle módszerekkel elvégzett szórás kísérletek eredményeinek összehasonlítása

Egy ilyen rövid, vázlatos előadásban lehetetlen ismertetni a Harwellben folyó összes alapvető magfizikai kutatásokat. Így pl. nincs időnk arra, hogy ismertessük a reaktorokkal végzett sokrétű neutronfizikai, neutrondiffrakciós és más vizsgálatokat. Sok ilyen fajta vizsgálat azonban a neutronokat csak segédeszközként használja más fizikai kutatási területeken folyó vizsgálatokhoz.

Az oxfordi Clarendon Laboratóriumban számos nagyenergiájú készülék található, így egy 120 MeV-os elektronszinkrotron is. Ugyanitt Simon vezetése alatt a világ egyik legkitűnőbb alacsony hőmérsékletű kutatásokat végző centruma épült ki és néhány rendkívül érdekes vizsgálatot végeztek itt „felsorakoztatott” atommagoktól származó magsugárzásokkal kapcsolatban, ahol is magfizikai és hidegfizikai technikát kellett kombinálni. Példának okáért a Bleaney (Proc. Roy. Soc. A. 221 [1953] 170) által javasolt módszerrel egy (1% Co, 12% Cu, 87% Zn) $\text{SO}_4 \cdot \text{Rb}_2\text{SO}_4 \cdot 6\text{H}_2\text{O}$ összetételű kevert Tutton-sót használtak, ahol a kobalt 70 mikrogramm radioaktív Co^{60} -at tartalmazott. Egy ilyen kristályban a szomszédos ionok által létesített elektrosztatikus tér egy kitüntetett irányt hoz létre. Egy ilyen rendszer energiája nemcsak az elektron- és a nukleáris mágneses momentumok relatív irányí-

tásától, hanem mindkettőnek a kitüntetett irányhoz való relatív beállításától is függ. A különböző orientációjú állapotok energiája közti különbség oly csekély, hogy csak kb. 0,001 fok Kelvin hőmérsékleten jut szerephez az m nukleáris mágneses kvantumszám speciális értéke. Ilyen hőmérsékleteken viszont a parányi magmágnesek oly módon vannak felsorakozva, hogy I impulzusmomentumuk ezen m komponense a kitüntetett irányba esik. Alacsony hőmérsékletekkel kapcsolatos módszerek alkalmazásaival felsorakoztatott, nem polarizált magokat lehet nyerni, vagyis a spintengelyek iránya „fel van sorakoztatva”, de az összetevő impulzusmomentum előjele pozitív vagy negatív lehet.

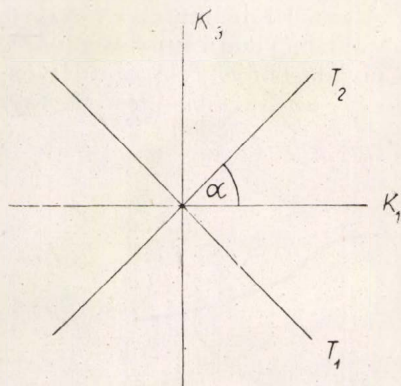
Az alkalmazott berendezést a 17. ábra mutatja. (17. ábra). A nevezett sóból hat egykristályt hasz-



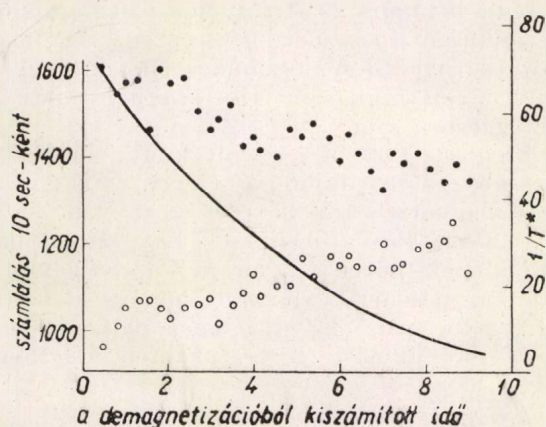
17. ábra. A magok irányítására használt berendezés, a berendezés keresztmetszete
D pyrexből készült Dewar-edény
H folyékony hidrogén
O külső vákuumtartály
N folyékony hélium
I belső vákuumtartály
X Tutton sókristály C csónakban G csavarral odaerősítve
M kölesönös indukció két S_1 és S_2 szekunder tekercsel

náltak, melyeket párhuzamos krisztallográfiai orientációban egy csillámlemezre erősítettek és egy nylon fonállal egy C edénybe lógattak. A felfüggesztésnek az volt a célja, hogy megakadályozza a kristályok elfordulását. A kristályokat egy, a Dewar-edény köré elhelyezett vízhűtéses szolenoiddal mágnesezték. Ezután adiabatikus demágnesezéssel 0,001 Kelvin-fokra hűtötték le őket. Az ábrában M a kristályok szuszceptibilitásának a demágnesezés utáni tetszőleges időpontban történő megmérésére szolgáló kölesönös induktancia, amellyel tehát a hőmérsékletet lehet meghatározni.

Ilyen típusú kristályoknak három kölcsönösen merőleges mágneses szuszceptibilitási tengelye, K_1 , K_2 , K_3 , és két lehetséges magfelsorakozási tengelye, T_1 , T_2 , van, melyek K_1 és K_3 síkjába esnek és a K_1 tengellyel az ábra szerinti módon α szöget zárnak be. A kristályokat a K_1 — K_2 sík vízszintes helyzetében szerelték fel, és két Geiger-számlálócsövet helyeztek el a K_1 és K_2 irányokban. A kobalt 60 bomlása során egy kasz-



kásban két gammasugár emittálódik. Ha a magok nem lennének felsorakoztatva, ezek minden irányba izotróp módon emittálódnának. A felsorakoztatás miatt azonban a gyakoriság a K_1 — K_2 síkbeli iránnyal változni fog (18. ábra). A 17. ábra

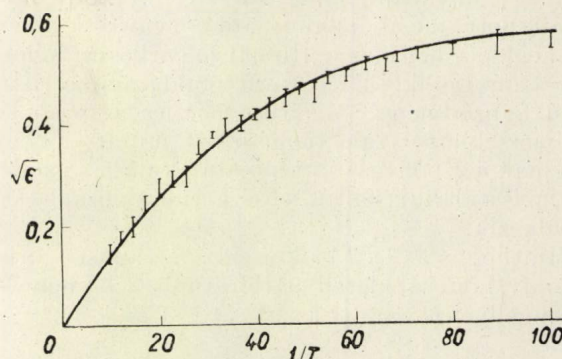


18. ábra. Az orientált magok által kisugárzott γ -sugár intenzitása különböző irányokban. A kihúzott görbe $1/T$ -értékeit adja. A sötét körök a K_2 mentén, a világos körök a K_1 mentén megfigyelt 10 sec-kénti számlálásokat tüntetik fel

azt mutatja, hogyan változik a két irányban a számlálási gyakoriság a hőmérsékletnek 0,001-től 1 Kelvin-fokig való növelése során. Amikor a hőmérséklet eléri az 1 Kelvin-fokot, a sugárzás csaknem izotróp, minthogy a felsorakoztatást a hőmozgás megszüntette. A kibocsátott gammasugárzás szögeloszlásából arra a következtetésre jutottak, hogy a két emittált gammasugár kvadrupól jellegű volt, amint azt más megfontolásokból eleve várták. Az anizotrópiának a hőmérséklettel való

változásából a kobalt 60 mag mágneses momentumára becslésszerűen $3,5 \pm 0,5$ magmagneton adódott (19. ábra).

További kísérletekben meghatározták a gammasugárzás polarizációját. Ehhez a gamma Compton-effektus differenciális hatáskeresztmetszetének a sugárzás polarizációs irányától való függését használták fel. A sugárzást egy 4% trifenilt tartalmazó toluén folyadéktöltésű szcin-



19. ábra. γ -emisszió anizotrópiájának hőmérséklettől függése ^{60}Co mag esetén

tillátorra kollimálták, ahol is szóródást szenvedett. A vízszintes és függőleges irányokba 90 fok alatt szóródott sugárzást két, a forrás direkt sugárzásától elárnyékolt NaI kristállyal detektálták. Az egyes NaI kristályok és a folyadék-szcintillátor közti koincidenciák megadták a szcintillátor által az illető irányokba szórt gammasugarak számát. Polarizálatlan gammasugarakra ezek a számolási gyakoriságok azonosak lennének, de polarizált sugárzásnál az elektromos vektor irányára merőlegesen szórt sugárzásnál többletet várunk. Ebben az esetben a beeső sugárzás a K_3 tengely mentén abszorbeálódott és a kobalt 60-nál a K_1 és K_2 tengelyekkel párhuzamos irányokban a szóródás után a polarizáció foka 15% volt. Ez összeegyeztethető egy elektromos kvadrupólsugárzással, de ellentmond egy mágneses kvadrupólsugárzásnak. Ezzel a módszerrel lehetővé válik a mágnesenergia-nívók spinjének és paritásának meghatározása.

Ennek a beszámolónak keretén belül nem nyíltott lehetőség a kísérleti magfizikával kapcsolatos más, érdekes vizsgálatoknak, például, hogy csak egyet említsünk, Feather Edinburghban végzett magspektroszkópai vizsgálatainak ismertetésére. Mindenesetre azt hiszem, hogy Nagy-Britanniában változatlanul élénk érdeklődés mutatkozik az alapvető magfizikai kutatások iránt, annak ellenére, hogy sem segélyforrásokban, sem a rendelkezésre álló tudományos káderek számában nem tudunk versenyezni a Szovjetunióval vagy az Egyesült Államokkal.

Dr. E. H. S. Burhop
London (University College)

A folyékony hélium II.

II. Elméleti rész

A λ -átalakulás

A kísérleti eredmények alapján nyilvánvaló, hogy a λ -pontnál a He valamilyen más módosulatba megy át. Első pillanatra mindenesetre meglepő, hogy egy folyadéknak ugyancsak folyékony halmazállapotú másik módosulata is van; különösen meglepő, hogy ez a He-nál jelentkezik, holott a He-atom rendkívül egyszerű, gömbszimmetrikus alakú képződmény. A sűrűségnek és a fajhőnek a hőmérséklettől való függése azt mutatja, hogy a He-nak a λ -pontnál történő átalakulása a szokásos fázisátalakulásoktól eltérő tulajdonságokkal rendelkezik.

Minthogy a (p, T) -síkon az olvadási görbe alacsony hőmérsékleten párhuzamos a hőmérséklet-tengellyel (1. ábra), ezért a

$$\frac{dp_{olv}}{dT} = \frac{S_f - S_{sz}}{V_f - V_{sz}}. \quad (1)$$

Clausius—Clapeyron-egyenletből következik, hogy ilyen alacsony hőmérsékleten a folyékony és szilárd halmazállapot entrópiája megegyezik. (S_f a folyadék, S_{sz} a szilárd állapotú He entrópiája, V_f illetve V_{sz} pedig a megfelelő térfogat.) A $V_f - V_{sz} = \Delta V$ különbséget (egyensúlyi nyomáson) a 15. ábra tünteti fel mint az abszolút hőmérséklet függvényét. A termodinamika első főtétele értelmében a folyékony és szilárd állapotú He ΔU energiakülönbsége:

$$\Delta U = T\Delta S - p_{olv}\Delta V. \quad (2)$$

Ha ide ΔS -t az (1) Clapeyron-egyenletből behelyettesítjük, a következő egyenlethez jutunk:

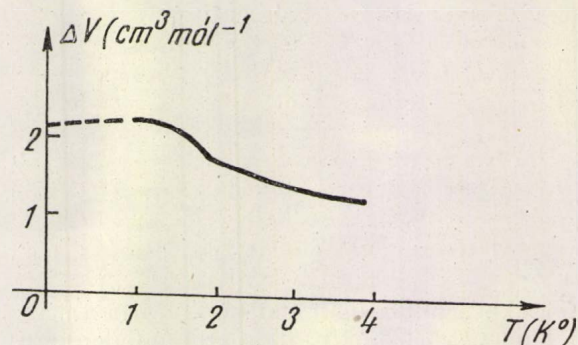
$$\Delta U = \left(\frac{dp_{olv}}{dT} - \frac{p_{olv}}{T} \right) T \Delta V. \quad (3)$$

Ha tehát ismerjük a $p_{olv}(T)$ függvényt, valamint az olvadáskor fellépő térfogátváltozást, a két fázis ΔU energiakülönbségét kiszámíthatjuk.

A (3) formula alapján világos, hogy ha a $p_{olv}(T)$ görbének van olyan pontja, amelyhez a (p, T) -sík origójából érintő húzható, akkor az érintési pontban a ΔU előjelet vált. (Ebben a pontban ugyanis $\frac{dp_{olv}}{dT} = \frac{p_{olv}}{T}$.) Általában ilyen érintő nem húzható, mert a legtöbb anyagra a $p_{olv}(T)$ olvadási görbe, pontosabban a szublimációs görbe az origóból indul és konvex. Ebből viszont a (3) egyenlet alapján következik, hogy a folyékony halmazállapotú anyag belső energiája általában nagyobb, mint a szilárd halmazállapotúé. A hélium azonban másként viselkedik. Az origóból a $p_{olv}(T)$ görbéhez húzott érintő $1,7\text{ K}^\circ$ -nál érinti a görbét. $1,7\text{ K}^\circ$ -nál alacsonyabb hőmérsékleten tehát a szilárd fázis belső energiája nagyobb, mint a folyékony héliumé (1. ábra). A 16. ábrán

Simon és Swenson mérései alapján felrajzoltuk a $T\Delta S$, $p\Delta V$ és ΔU mennyiségeket mint az abszolút hőmérséklet függvényeit. Jól látható, hogy az $1,7\text{ K}^\circ$ közelében mindhárom görbe törést mutat és ezen a hőmérsékleten a két halmazállapot belső energiájának ΔU különbsége előjelet vált.

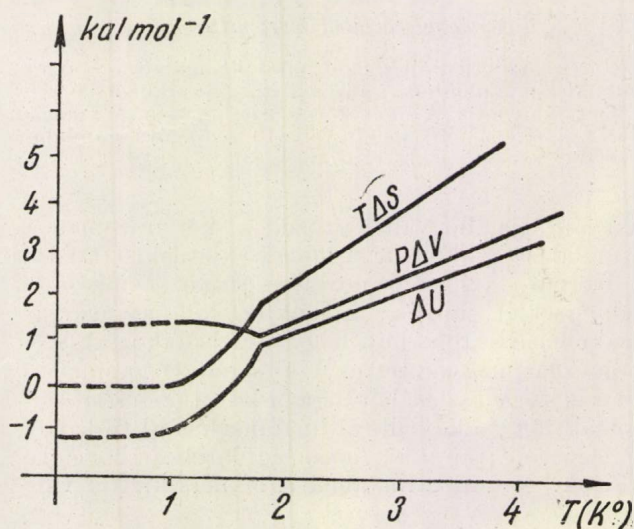
1 K° alatt a hélium olvadása igen érdekes folyamat. A szilárd hélium hő hozzávezetésével izotermikusan nem vihető át cseppfolyós állapotba, mert nincs olvadási hője ($T\Delta S = 0$). Ilyen alacsony hőmérsékleten az olvadás (és fagyás) tisztán



15. ábra

mechanikai folyamat. Ha ilyen alacsony hőmérsékleten a héliumra 25 atm nyomást gyakorolunk, izotermikusan megszilárdul, közben entrópiája változatlan marad. Valószínűnek látszik, hogy az előbb mondottakkal a He II szuperfluiditása összefüggésben van.

Ehrenfest 1933-ban a folyékony hélium (és a szupravezetők) fajhő-görbéjében talált anomália magyarázatára bevezette a „magasabbrendű átalakulás” fogalmát. Egy átalakulást n -edrendűnek nevezünk, ha a $G(p, T)$ termodinamikai potenciál abszolút hőmérséklet szerinti n -edik parciális differenciálhányadosának a $p(T)$ átalakulási görbe mentén diszkonti-



16. ábra

nuitása van, de alacsonyabbrendű deriváltjai folytonosak. A szokásos, látens hővel egybekötött fázisátalakulások elsőrendű átalakulások, mert ilyen átalakulásokra $G(p, T)$ folytonos, de $S = -\frac{\partial G}{\partial T}$ -nek szakadása van. A másodrendű átalakulásokra a $p(T)$ átalakulási görbe mentén (2-vonal) a ΔG , ΔS és ΔV zérus, G és $\frac{\partial G}{\partial T}$ folytonos, de $C = -T \frac{\partial^2 G}{\partial T^2}$ -nek szakadása van.

A héliumon kívül más anyagok fajhője is mutat anomáliát meghatározott hőmérsékleten, pl. a ferromágneses anyagok fajhője a megfelelő Curie-hőmérsékleten. A ferromágneses anyagok fajhőjének hirtelen változása azzal hozható kapcsolatba, hogy a Curie-hőmérséklet alatti hőmérsékleten a hőmozgás már nem zavarja lényegesen a ferromágneses anyag elemi mágneses dipólusainak rendeződését, tehát szimmetrikusabb elrendeződés lehetséges. A héliumatomok azonban oly szimmetrikus képződmények, hogy nehezen képzelhető el, milyen rendezettebb, vagy szimmetrikusabb állapotba kerülnek a λ -pontnak megfelelő hőmérsékleten. Mint London mondja: „A folyékony hélium túlságosan szabályos és egyszerű szerkezetű ahhoz, hogy λ -pontja lehessen!” 2,19 K°-nál tehát a folyékony héliumnak valamilyen különleges „rendeződési” folyamaton kell átmennie. Simon 1927-ben e folyamatra a „folyadékelhajlás” elnevezést javasolta. Az átalakulás természetének megértéséhez, egyben a He II szokatlan tulajdonságainak értelmezéséhez közelebb jutunk, ha megbeszéljük egy gáz viselkedését a Bose—Einstein-féle statisztika alapján.

Bose—Einstein-statisztika. Kondenzáció

Ismeretes, hogy az olyan részecskékből álló rendszer statisztikus viselkedését, amely egész spinű részekből áll, a Bose—Einstein féle statisztika írja le. A héliumatomok (pontosabban a He_4^4 izotóp) spinje zérus, tehát a héliumgázra Bose—Einstein-féle statisztikát kell alkalmazni. Látni fogjuk, hogy a folyékony hélium egyes tulajdonságait is értelmezni tudjuk a Bose—Einstein-statisztika segítségével. Röviden megbeszéljük e statisztika legfontosabb eredményeit, amelyekre a továbbiakban szükségünk lesz.

A kvantumelmélet szerint egy V térfogatba zárt m tömegű részecske energiája nem változhat folytonosan, hanem csak a következő értékek valamelyike lehet:

$$\varepsilon_{k,l,m} = \frac{h^2}{2mV^{2/3}}(k^2 + l^2 + m^2), \quad (4)$$

ahol h a Planck-féle állandó, k, l és m pedig csak nem negatív egész szám lehet.

A Bose-statisztika szerint pedig azoknak a molekuláknak a száma, amelyeknek energiája ε_i ,

$$n_i = \frac{g_i}{e^{a + \frac{\varepsilon_i}{kT}} - 1}, \quad (5)$$

ahol g_i az ε_i energiájú állapot ún. statisztikus súlya: az a szám, amely megmondja, hányféle lehetőség van a k, l és m egész számok megválasztására, hogy a (4) formula figyelembe vételével éppen ε_i energiához jussunk. Az (5) formulában k a Boltzmann-állandó, a értéke pedig a molekulák (állandó) N számától és a gáz T

abszolút hőmérsékletétől függ és annak a feltételnek az alapján határozható meg, hogy

$$\sum_i n_i = N. \quad (6)$$

Ezt az összeget integrállal helyettesítjük, amelyben a g_i helyére a

$$g(\varepsilon) = \lim_{\Delta\varepsilon \rightarrow 0} \frac{1}{\Delta\varepsilon} \sum_{\varepsilon_i = \varepsilon}^{\varepsilon + \Delta\varepsilon} g_i \quad (7)$$

sűrűségfüggvény kerül. (4) segítségével a $g(\varepsilon)$ egyszerűen meghatározható:

$$g(\varepsilon) = \frac{2\pi V(2m)^{3/2} \varepsilon^{1/2}}{h^3}. \quad (8)$$

$g(\varepsilon)d\varepsilon$ az $(\varepsilon, \varepsilon + d\varepsilon)$ energiatartományba (energiarétegbe) eső energiaállapotok számát adja meg. Ezek figyelembe vételével az $(\varepsilon, \varepsilon + d\varepsilon)$ energiatartományban levő molekulák száma:

$$dN = \frac{2\pi V(2m)^{3/2}}{h^3} \frac{\varepsilon^{1/2} d\varepsilon}{e^{a + \frac{\varepsilon}{kT}} - 1}, \quad (9)$$

az összes molekulák száma pedig:

$$N = \frac{2\pi V(2m)^{3/2}}{h^3} \int_0^\infty \frac{\varepsilon^{1/2}}{e^{a + \frac{\varepsilon}{kT}} - 1} d\varepsilon. \quad (10)$$

A (9) kifejezés alapján látható, hogy a -ra a következő feltételnek kell teljesülnie:

$$a \geq 0. \quad (11)$$

Ellenkező esetben ugyanis a részecskeszám negatívvá válhatna, ami abszurdum. Ha a (10) kifejezés integranduszát sorba fejtjük, és az integrálást elvégezzük, a következő kifejezésre jutunk:

$$N = V \left(\frac{2\pi m kT}{h^2} \right)^{3/2} \cdot F_{3/2}(a). \quad (12)$$

ahol $F_{3/2}(a)$ -val a következő sor összegét jelöltük:

$$F_{3/2}(a) = \sum_{n=1}^\infty e^{-na} n^{-3/2}. \quad (13)$$

Az $F_{3/2}(a)$ függvény a megengedett legnagyobb értékét $a=0$ -nál veszi fel: $F_{3/2}(0) = 2,612$. Ez a (12) egyenlőség szerint azt jelenti, hogy adott hőmérséklet esetén V térfogatban foglalt molekulák száma nem lehet nagyobb, mint

$$N_k = 2,612 V \left(\frac{2\pi m kT}{h^2} \right)^{3/2}, \quad (14)$$

vagy adott V térfogatban adott N számú molekula nem lehet alacsonyabb hőmérsékleten, mint

$$T_k = \frac{h^2}{2\pi m k} \left(\frac{N}{2,612 V} \right)^{2/3}. \quad (15)$$

Ezt a paradoxont Einstein úgy magyarázta, hogy ha a gáz hőmérsékletét T_k alá csökkentjük, az $N - N_k$ számú részecske $\varepsilon=0$ energiájú állapotba megy át és kiválik a gázból: „kondenzálódik”.

Könnyen belátható, hogy az előbbi paradoxon a (6) összegben még nem lép föl, tehát onnan ered, hogy a (6) összeget nem elég körültekintően alakítottuk át integrállá. Az (5) képlet szerint ugyanis a legmélyebb ($\varepsilon=0$) energiájú állapotban levő molekulák száma:

$$n_0 = \frac{1}{e^a - 1}. \quad (16)$$

Ha a elég kicsi, n_0 tetszőleges nagy lehet (annál inkább az összes molekulák száma), tehát a (6) összeg megfelelő a esetén bármilyen N mellett helyes maradhat, míg a (14) kifejezés szerint N nem lehet nagyobb, mint N_k . A látszólagos ellentmondás onnan ered, hogy a (10) integrálban a legmélyebb energiájú ($\varepsilon=0$) állapotban

levő molekulák n_0 száma nem szerepel, mert (8) szerint $g(0)=0$, míg az (5) formula szerint $g_0=1$. A részecskeszám helyes kifejezése (10) helyett tehát úgy adódik, hogy a (10) alatti részecskeszámhoz az $\varepsilon=0$ energiájú részecskék n_0 számát hozzáadjuk:

$$N = \frac{1}{e^a - 1} + \frac{N}{2,612} \left(\frac{T}{T_k} \right)^{3/2} \cdot F_{3/2}(a). \quad (17)$$

Alacsony hőmérsékleten ($T < T_k$) a értéke kicsi, és akkor az $F_{3/2}(a)$ függvény a zérus helyen felvett értékével, e^a pedig Taylor-sorának első két tagjával közelíthető. Ezért (17) alapján a legalacsonyabb energiájú állapotban levő molekulák száma:

$$n_0 \approx \frac{1}{a} = N \left[1 - \left(\frac{T}{T_k} \right)^{3/2} \right]. \quad (T < T_k). \quad (18a)$$

Alacsony hőmérsékleten tehát a molekulák legnagyobb része az $\varepsilon=0$ energiájú állapotban van, $T=0$ esetén pedig $n_0=N$, minden molekula a legalsó energiaállapotba „kondenzálódik”. (Ebben az állapotban az S entropia zérus, hiszen az állapot termodinamikai valószínűsége 1.)

$T > T_k$ esetén viszont a (17) egyenlet a megoldása véges pozitív szám, a legmélyebb energiájú állapotban levő részek n_0 száma elhanyagolhatóan kicsi N mellett, használható tehát a részecskeszám (12) kifejezése. (15) figyelembe vételével adódik:

$$F_{3/2}(a) = 2,612 (T_k/T)^{3/2}. \quad (18b)$$

Ezek alapján könnyen belátható, hogy a rendszer különböző termodinamikai függvényei különbözőképpen viselkednek $T < T_k$ és $T > T_k$ esetén. Kiadódik az is, hogy a fajhő hőmérsékletfüggése $T=T_k$ -nál anomáliát mutat, hasonlóan a hélium fajhőjének viselkedéséhez.

A kétfolyadékos modell

A hélium-atomok tömegéből és a folyékony hélium móltérfogatából ($27,6 \text{ cm}^3/\text{mól}$) (15) alapján kiszámítható a hélium-atomokból álló ideális Bose-folyadék kondenzációs hőmérsékete:

$$T_k = 3,13 \text{ K}^0. \quad (19)$$

Ez az érték igen közel esik a folyékony hélium λ pontjához. Hasonló módon kiszámítható a folyékony hélium entrópiája is a T_k hőmérsékleten, ha feltesszük, hogy a folyékony héliumra is alkalmazható a Bose-statisztika:

$$S(T_k) = 1,28 R.$$

A hélium λ -pontjának megfelelő hőmérsékleten pedig:

$$S(2,19 \text{ K}^0) = 0,77 R.$$

A kísérletileg meghatározott entrópia pedig (mólnyi mennyiségre vonatkoztatva):

$$S = 0,8 R.$$

Ezeknek alapján F. London 1938-ban arra a gondolatra jutott, hogy a He I-nek a He II-be való átalakulása úgy fogható fel, mint a Bose-gáz kondenzációja. A λ -pontnak a T_k kondenzációs hőmérséklet felel meg, a legmélyebb energiájú állapotban levő hélium-atomok alkotják a He II szuperfolyékony részét.

Mindenesetre első pillanatban problematikusnak tűnik, hogy az ideális gázra kidolgozott elméletet folyadékokra is érvényesnek fogadjuk el. London szerint ez azért megengedett (a hélium esetében), mert az összes folyadékok közül a folyékony hélium tulajdonságai közelítik meg legjobban az ideális gázok sajátosságait. A folyékony

hélium sűrűsége rendkívül kicsi, viszkozitási együtthatója a gázokéval egyenlő nagyságrendű és a hőmérséklettel nő, ugyanúgy, mint a gázoké és ellentétben a többi folyadék viselkedésével. Ezek alapján remélhető, hogy a Bose–Einstein-statisztika segítségével legalább kvalitatíve értelmezhetők a folyékony hélium meglepő tulajdonságai. Az elmélet szép eredményei a feltevés helyességét igazolják.

London gondolatát Tisza dolgozta ki részletebben, amikor az ún. kétfolyadékos modell elméletét megalkotta. Ennek az elméletnek az alapfeltevései, melyek a Bose-gáz kondenzációján alapulnak, de attól függetlenül is értelmezhetők, a következők:

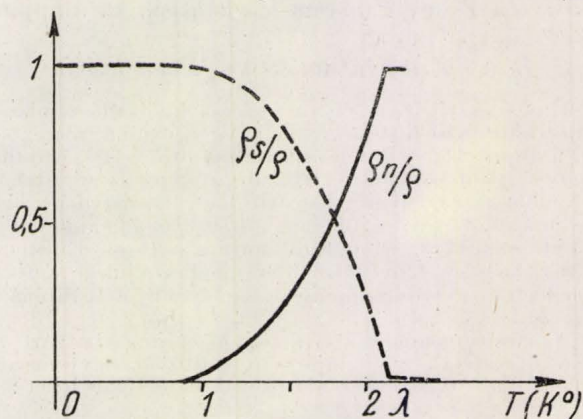
a) A folyékony hélium kétféle folyadék, egy szuperfolyékony és egy normális komponens keveréke. A folyadék teljes sűrűsége (ϱ) és a teljes anyagi áramsűrűség (j) a két komponens megfelelő mennyiségeiből tevődik össze:

$$\varrho = \varrho_s + \varrho_n, \quad (20)$$

$$j = \varrho_n v_n + \varrho_s v_s. \quad (21)$$

b) A szuperfolyékony komponens a Bose-statisztikát követő folyadék kondenzált, tehát legmélyebb energiájú állapotban levő részének felel meg. Mint láttuk, a legmélyebb energiájú állapotban levő részek száma a hőmérséklet csökkenésével nő és $T = 0 \text{ K}^0$ -on az összes molekula kondenzált állapotba kerül. ϱ_s tehát 0-tól ϱ -ig változik, míg T változik $2,19 \text{ K}^0$ -tól (λ -pont) 0 K^0 -ig (17. ábra). Az előbbiekből az is következik, hogy a szuperfolyékony komponens entrópiája zérus:

$$S_s = 0. \quad (22)$$



17. ábra

Végül a szuperfolyékony komponensről feltesszük, hogy súrlódásmentesen áramlik:

$$\eta_s = 0 \quad (23)$$

c) A folyékony hélium teljes termikus energiáját a normális komponens viszi magával:

$$\varrho s = \varrho_n s_n. \quad (24)$$

(s és s_n a teljes folyadék, ill. a normális komponens 1 g-jának entrópiáját jelenti.) A normális komponens viszkozitási együtthatója véges és a λ -pont-

nál megegyezik a He I viszkozitási együtthatójával:

$$\lim_{T \rightarrow T_\lambda} \eta_n(T) = \eta_I(T_\lambda). \quad (25)$$

Természetesen a hélium normális és szuperfolyékony komponense nem alkot elkülönülő fázist, egymással keverednek.

E feltevések alapján, mint a kísérleti részben láttuk, a He II belső sűrűlódására vonatkozó kísérletek eredménye egyszerűen értelmezhető. De értelmezhető a többi kísérleti eredmény is.

Mechanokalorikus effektus

Vizsgáljuk meg pl., hogyan magyarázható a kétfolyadékos modell segítségével a mechanokalorikus effektus.

Láttuk, hogy igen szűk kapillárison a folyékony He II sűrűlódó normális komponense nem áramlik át, hanem csak a szuperfolyékony komponens. Ez viszont entrópiát nem visz magával, amit úgy fejezünk ki, hogy ez a jelenség tiszta mechanikai jelenség.

A mechanokalorikus effektus lényege mármost a következő: Két tartályban M_1 ill. M_2 tömegű He II van. A tartályokat szűk kapilláris köti össze. Ha az 1. edényből ΔM tömegű folyadék (szuperfolyékony komponens) áramlik át a 2. edénybe, melyek egymástól és a környezettől termikusan el vannak szigetelve, akkor a két edényben levő folyadékok entrópiája nem változhat meg:

$$\left. \begin{aligned} \Delta S_1 &= -s_1 \Delta M + M_1 \Delta s_1 = 0 \\ \Delta S_2 &= s_2 \Delta M + M_2 \Delta s_2 = 0 \end{aligned} \right\} \quad (26)$$

(s_1 ill. s_2 az 1 gr He II entrópiáját, az ún. fajlagos entrópiát jelenti az 1. ill. a 2. edényben.) A ΔM tömegű folyadék átáramlása után azonban az 1. edényben levő folyadék változatlan mennyiségű S_1 entrópiája kevesebb folyadékra oszlik szét, tehát hőmérséklete ΔT_1 -gyel nő, ugyanakkor a 2. edényben levő folyadék hőmérséklete ΔT_2 -vel lecsökken:

$$\left. \begin{aligned} c_1 \Delta T_1 &= T_1 \Delta s_1 \\ c_2 \Delta T_2 &= T_2 \Delta s_2 \end{aligned} \right\} \quad (27)$$

(c_1 ill. c_2 a két edényben levő hélium fajhője.) Δs_1 és Δs_2 a (26) összefüggésből kifejezhető és ide behelyettesítve adódik:

$$\left. \begin{aligned} c_1 \Delta T_1 &= T_1 s_1 \Delta M / M_1 \\ c_2 \Delta T_2 &= -T_2 s_2 \Delta M / M_2 \end{aligned} \right\} \quad (28)$$

Ez az elméleti eredmény jól egyezik a tapasztalattal. Ha a tartályokat T_1 ill. T_2 hőmérsékletű hőtartóba (termosztátba) helyezzük, akkor a ΔM tömegű szuperfolyékony folyadék átáramlása közben az 1. tartályba levő folyadék

$$Q_1 = T_1 s_1 \Delta M$$

hőmennyiséget ad le a termosztátnak, a 2. edény pedig

$$Q_2 = T_2 s_2 \Delta M$$

hőt vesz fel a termosztáttól.

Ezt az effektust egyébként kísérletileg még nem észlelték, amikor Tisza 1938-ban lefolyására következtetett a kétfolyadékos modell alapján. Az előbbiekhöz hasonlóan értelmezhető a jelenség megfordítása, a termomechanikai effektus is a kétfolyadékos modell segítségével.

Második hang vagy termikus hullámok

Tisza László kétfolyadékos elmélete tehát gyümölcsözőnek bizonyult. Az elmélet legszebb sikerét azonban az jelentette, amikor Tisza az elmélet alapján arra a következtetésre jutott, hogy a He II-ben újfajta hullámjelenségnek kell fellépnie, majd Peskovnak sikerült e hullámok létezését kísérletileg is kimutatnia (1944).

A közönséges hanghullámok mentén, mint ismeretes, a nyomás (és a sűrűség) periodikus változása terjed tova a folyadékban. Ilyen hullámok természetesen a He II-ben is felléphetnek és akkor a He II két komponense együtt (fáziskülönbség nélkül) mozog. Ha azonban a He II-ben a hőmérséklet periodikusan változik, akkor — minthogy a szuperfolyékony komponens sűrűsége függ a hőmérséklettől — a ρ_s periodikusan fog ingadozni, miközben a teljes ρ sűrűség közelítőleg állandó marad. A hőmérsékletnek és ρ_s -nek ez a periodikus változása a He II rendkívül nagy hővezetőképessége következtében a folyadékban tova terjed és újfajta hullámjelenség lép föl, melyet második hangnak vagy termikus hullámoknak nevezünk. Tisza elméleti úton meghatározta e hullámok terjedési sebességét mint a hőmérséklet függvényét.

A közönséges hanghullámok differenciálegyenlete (pl. ideális folyadékra) a

$$\frac{\partial}{\partial t} (\rho v) + \text{grad } p = 0 \quad (29)$$

Euler-egyenletből és az anyag megmaradását kifejező

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \text{div} (\rho v) = 0 \quad (30)$$

kontinuitási egyenletből levezethető. Differenciáljuk ugyanis a (30) egyenlet mindkét oldalát t szerint és $\frac{\partial}{\partial t} (\rho v)$ -t helyettesítsük be az Euler-egyenletből:

$$\frac{\partial^2 \rho}{\partial t^2} - \Delta p = 0. \quad (31)$$

Ha a folyamatot adiabatikusnak tekintjük, akkor (a magasabbrendű tagok elhanyagolásával) (31)-ből adódik:

$$\frac{\partial^2 \rho}{\partial t^2} - \left(\frac{\partial p}{\partial \rho} \right)_s \Delta \rho = 0. \quad (32)$$

Ez a közönséges hanghullámok ismert hullámegyenlete, amelyből leolvasható a hanghullámok terjedési sebessége:

$$u_1 = \sqrt{\left(\frac{\partial p}{\partial \rho} \right)_s}. \quad (33)$$

A második hang hullámegyenletének levezetésénél is csak a lineáris és elsőrendű tagokra korlátozódunk. A

$$\frac{\partial}{\partial t} (\rho s) + \text{div} (\rho s v_n) = 0 \quad (34)$$

egyenlettel kifejezésre juttattuk, hogy a He II-ben az entrópiát teljes egészében a normális komponens hordozza. A kétfolyadékos rendszer térfogategységében foglalt kinetikus energia :

$$E = \frac{1}{2} (q_s v_s^2 + q_n v_n^2) = \frac{1}{2} q (v_s v_s + q_n v_n)^2 + \frac{q_s q_n}{2 q} (v_s - v_n)^2, \quad (35)$$

ahol

$$q = q_s + q_n.$$

Az

$$E' = \frac{q_s q_n}{2 q} (v_s - v_n)^2 \quad (36)$$

mennyiséget, amely a két komponens mozgási sebességének különbségétől függ, a „belső konvekció kinetikus energiájának” szokták nevezni.

Tekintsünk a He II-ben dx vastagságú réteget. A dx távolságon a hőmérséklet változása legyen dT . A hőmérsékletkülönbség miatt hőáramlás indul meg. Az egységnyi felületen időegység alatt átszállított hőmennyiség :

$$q = q_s T v_n, \quad (37)$$

ahol s a fajlagos entrópia, v_n pedig a normális komponens sebességének abszolút értéke. (A szuperfolyékony komponens entrópiája zérus.) A dt idő alatt átszállított qdt hőmennyiség, amely a termodinamika második főtétele szerint reverzibilis folyamat esetén $qdt \frac{dT}{T}$ mechanikai munkát idényel, Tisza feltevése szerint a belső konvekció energiájának megváltozását eredményezi :

$$dE' dx = - q s v_n dT dt. \quad (38)$$

Ha a hőmérséklet nemcsak az x -tengely mentén változik, akkor (38) helyett a

$$\frac{\partial E'}{\partial t} = - q s (v_n \text{ grad } T) \quad (39)$$

általánosabb egyenlet érvényes. Minthogy a hélium hőtágulási együtthatója kicsi, jó közelítéssel feltehető, hogy termikus oszcilláció esetén :

$$q_n v_n + q_s v_n = 0, \quad \frac{\partial q}{\partial t} = 0. \quad (40)$$

Akkor

$$E' = \frac{q q_n}{2 q_s} v_n^2. \quad (41)$$

Ha ezt a kifejezést a (39) egyenletbe behelyettesítjük és figyelembe vesszük a (40) feltevést, a következő egyenletre jutunk :

$$\frac{q q_n}{q_s} v_n \dot{v}_n = - q s (v_n \text{ grad } T),$$

ahonnan :

$$\dot{v}_n + \frac{q_s}{q_n} s \text{ grad } T = 0. \quad (42)$$

A (42) és a (34) egyenletekből a v_n kiküszöbölhető. Ha csak lineáris tagokra korlátozódunk :

$$\frac{\partial^2 s}{\partial t^2} - \frac{q_s}{q_n} s^2 \Delta T = 0. \quad (43)$$

Ebből állandó nyomás esetére a hullámegyenlet adódik :

$$\frac{c_p}{T} \frac{\partial^2 T}{\partial t^2} - \frac{q_s}{q_n} s^2 \Delta T = 0. \quad (44)$$

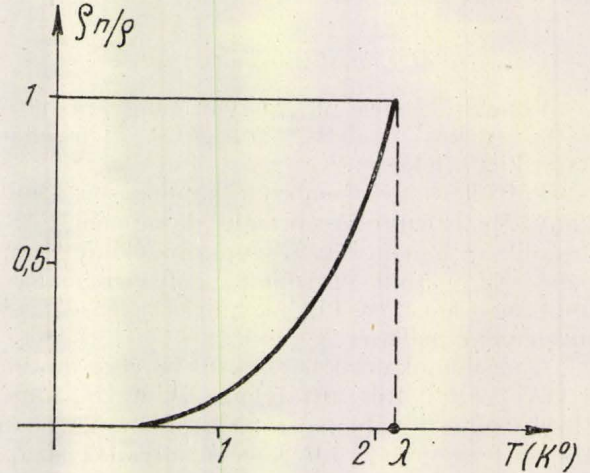
Az abszolút hőmérséklet változását tehát a hullámegyenlet írja le. A hullámegyenletből leolvasható a termikus hullámok sebessége :

$$u_2 = \sqrt{\frac{q_s}{q_n} s^2 \frac{T}{c_p}} = \sqrt{\left(\frac{q}{q_n} - 1\right) s^2 \frac{T}{c_p}}. \quad (45)$$

Ha tehát a termikus hullámok sebességét kísérletileg meghatározzuk, (45) alapján kiszámíthat-

juk a q_n/q hányadosát. Ilyen mérések alapján adódott a 18. ábrán látható görbe.

A termikus hullámok előállítása és sebességük mérése először Peskovnak sikerült. 1944 és 1949 között több szellemes és tanulságos kísérletet végzett e hullámok tanulmányozására. A termikus hullámok előállítására egy lapos tekercs szolgált, amelyet változtatható frekvenciájú váltóárammal fűtött. A tekercset egy He II-vel töltött cső végébe helyezte el. A cső másik végében ellenállás-



18. ábra

termométerrel történt a hullámok detektálása. A fűtőtekercs periodikus felmelegedése és lehűlése tovaterjedt a csőben, amelyben termikus állóhullámok alakultak ki. Ha a termométert a cső tengelye mentén mozgatjuk, ellenállása aszerint változik, hogy az állóhullámok csomópontjában vagy maximumában van-e. Így a frekvenciából és a csomópontok távolságából a termikus hullámok sebessége meghatározható. Peskov, valamint Atkins és Osborne mérései eredményeit a 19. ábra tünteti fel. E mérések szerint $T \rightarrow 0$ esetén a termikus hullámok sebessége nem tart zérushoz, mint azt a fenti formula alapján várnánk, hanem a hőmérséklet csökkentésével u_2 előbb csökken, majd egy minimum elérése után újra nő.

A termikus hullámokat Landau második hangnak nevezte el. Ezek azonban nem nyomáshullámok, mint a közönséges hang, hanem a hőmérséklet és ezzel együtt a q_n/q hányados értékének periodikus változása terjed tova a folyadékban. A második hangra a mikrofon pl. nem reagál. Maga Peskov is megemlíti, hogy először piezokvarccal próbált második hangot kelteni, de sikertelenül.

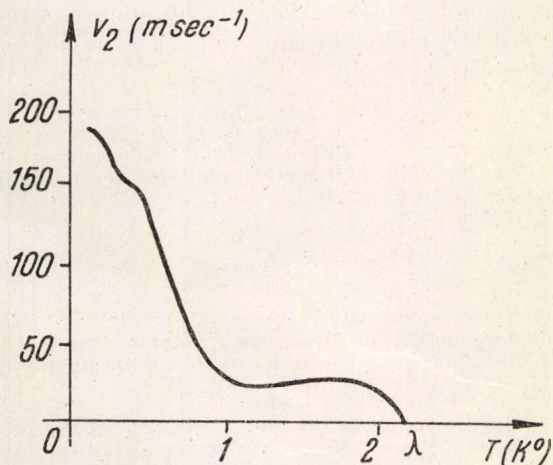
Azonban mégis létrehozhatók termikus hullámok úgy, hogy a He II-ben periodikusan változtatjuk a nyomást. A következőképpen : Egy cső egyik végét porózus fallal zárjuk el, a másik végén egy hanggenerátorral periodikusan változtatjuk a nyomást. A porózus falon a csőben levő He II-nek csak a szuperfolyékony része fog periodikusan oda és vissza áramlani. A csőben tehát periodikusan változik a q_n/q hányados értéke és

ezzel együtt a hőmérséklet is. Vagyis a csőben második hang keletkezik.

Másrészt a termikus hullámok mikrofonnal közvetve mégiscsak észlelhetők. A második hang ugyanis a He II-nek a gőzével érintkező felületén közönséges hanggá alakulhat át. A periodikus hőmérséklet-változás hatására ugyanis a folyadék felületén periodikus ütemben párologni fog a folyadék és ez a gőzben közönséges hanghullámokat kelt, amelyek mikrofonnal felfoghatók (Lane és Fairbank, 1947).

Landau elmélete. Fononok és rotonok

Landau véleménye szerint a He II szuperfluiditása és a Bose-kondenzáció között nincs semmiféle kapcsolat. A folyékony héliumra a gázokra kidolgozott elmélet nem alkalmazható. Szerinte a hélium legfontosabb tulajdonsága az, hogy egészen az abszolút zérus pontig folyékony halmazállapotban marad. Ő a folyékony héliumra a terek kvantumelméletének módszereit alkalmazza. Az abszolút zérus fokon a folyadék alapállapotban van, magasabb hőmérsékleten csak kvantumosan gerjesztett állapotokban lehet, hasonlóan ahhoz, ahogyan a kvantumelektrodinamika szerint az elektromágneses tér gerjesztett állapotai, vagy a szilárd test fahőjének Debye-féle elméletében a szilárd test rugalmasan gerjesztett állapotai kvantáltak. Mint ismeretes, az elektromágneses tér gerjesztési energiájának kvantumait fotonoknak, a szilárd test rugalmas gerjesztéseinek kvantumait fononoknak mondjuk.



19. ábra

Landau elmélete szerint a folyadéknak (melyet ebből a szempontból kvázi-kontinuumnak szokás nevezni), kétféle gerjesztési kvantumai vannak: a fononok és a rotonok. A fononok, ugyanúgy mint a Debye-féle elméletben, a longitudinális hanghullámok gerjesztési kvantumai, amelyek a folyadéktérben mozoghatnak. E kvantumok mozgása a folyadék örvénymentes, potenciáláramlását reprezentálja ($\text{rot } v = 0$). Az örvényes áramlás a rotonok mozgása révén jön létre, amelyek

csak magasabb hőmérsékleten gerjesztődnek. Abszolút zérus fokon a folyadék alapállapotban van, fononok és rotonok nincsenek jelen. A hőmérséklet emelkedésekor a folyadéktérben egy vagy több hanghullám energia-egység, fonon jelenik meg, majd magasabb hőmérsékleten a rotonok gerjesztődnek. (E szerint alacsony hőmérsékleten a folyékony hélium áramlása csak örvénymentes lehet.)

Landau elméletében a hélium alapállapotban levő része játssza a szuperfolyékony komponens szerepét, a gerjesztési kvantumok felelnek meg a folyadék normális komponensének. A fononok és a rotonok ugyanis szóródhatnak és visszaverődhetnek, tehát viszkózan mozognak, az alapállapotban levő szuperfolyékony rész pedig súrlódás nélkül mozog, mozgása közben a fononokat és a rotonokat nem gerjeszti.

Ha feltesszük, hogy a fononok és a rotonok Bose-statisztikát követnek, energiájuk ismeretében a folyadék fahője (és a többi termodinamikai függvény) meghatározható. Landau szerint a fononok energiája

$$E_f = pu_1,$$

ahol p az impulzus, u_1 pedig a hangsebesség. A rotonok energiájára Landau a következő feltevést teszi:

$$E_r = \Delta + \frac{1}{2\mu}(p - p_0)^2,$$

ahol μ a rotonok ún. effektív tömege, Δ és p_0 alkalmasan meghatározandó állandók. Landau a hélium termodinamikai tulajdonságait (fahő, entrópia stb.) a λ -pont alatti hőmérsékleten a tapasztalattal kiváló egyezésben tudta leírni, ha a fenti paramétereknek a következő értékeket választotta:

$$u_1 = 240 \text{ m sec}^{-1}, \quad \Delta/k = 9,6 \text{ K}^\circ, \quad \frac{2\pi p_0}{h} = 2,0 \text{ \AA}^{-1},$$

$$\mu = 0,77 m_{\text{He}},$$

ahol k a Boltzmann-állandó, h a Planck-állandó, m_{He} pedig a He_4 tömege.

Landau elméletében tehát a gerjesztési kvantumok száma, így a folyékony hélium normális komponensének sűrűsége függ a folyadék hőmérsékletétől. Az a hőmérséklet felel meg a λ -pontnak, amelyen a normális komponens ρ_n sűrűsége a folyadék teljes sűrűségével egyenlő. Landau így a λ -pontra $2,3 \text{ K}^\circ$ -ot kapott, ami elég jól egyezik a tapasztalati értékkel. Megnyugtató eredménye Landau elméletének az is, hogy ebben az elméletben — a tapasztalatnak megfelelően — a második hang sebessége az abszolút zérus fokon nem válik zérussá, hanem

$$\lim_{T \rightarrow 0} u_2 = \frac{u_1}{\sqrt{3}} = 137 \text{ m sec}^{-1}.$$

Klerk, Hudson és Pellam mérései szerint

$$u_2(T = 0) \approx 190 \text{ m sec}^{-1}.$$

Landau elmélete tehát elég jól írja le a He II fizikai tulajdonságait. Nem világos azonban egészen a rotonok természete és a fajhő hőmérséklet-függését a λ -pontnál alacsonyabb hőmérsékleten ugyan a tapasztalattal egyezően írja le, de a diszkontinuitását nem tudja magyarázni. Nem indokolható az a feltevése sem, hogy alacsony hőmérsékleten a He II áramlása csak örvénymentes lehet. Viszont a fent említett eredményeken kívül Landaunak sikerült először olyan differenciálegyenleteket megalkotnia, amelyek a két-folyadékos modell termodinamikai viselkedését leírják.

A He³ izotóp

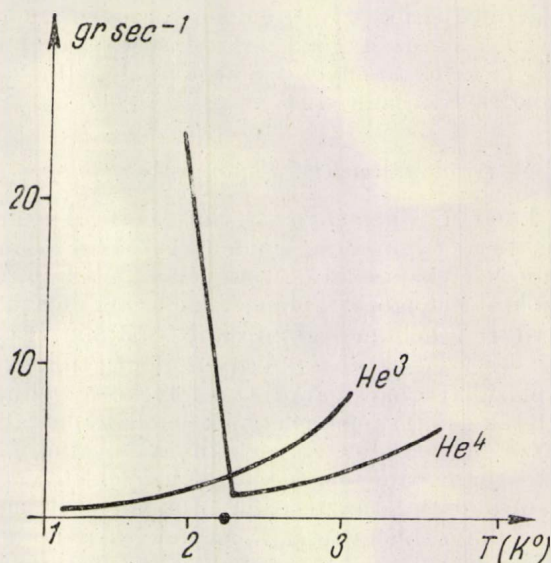
Tisza és Landau elmélete ugyan bizonyos vonásokban rokon, alapgondolatuk azonban lényegesen különböző. Minthogy Tisza elméletének alapját a Bose–Einstein-féle statisztika képezi, a He³ izotópra nem alkalmazható, mert ennek az izotópnak az atommagja páratlan számú nukleont (két protont és egy neutron) tartalmaz, viselkedését tehát a Fermi–Dirac-statisztika írja le. A Fermi-gázban azonban kondenzáció nem lép föl, nincs tehát λ -pontja és ezért termodinamikai függvényei nem mutatnak anomáliát. Ha tehát, mint Tisza és London felteszik, a Bose-gáz kondenzációja okozza a szuperfolyuiditást, a He³-nek nem lehet szuperfolyékony komponense. Viszont nehéz lenne elképzelni, hogy Landau fonon-roton-elmélete miért nem lenne alkalmazható a He³-ra is. A He³-mal végzett kísérletek tehát rendkívül fontosak abból a szempontból is, hogy a két elmélet között döntení lehessen.

A He³ izotópot először mesterséges atommagátalakítások alkalmával észlelték 1933-ban. 1939-ben azután Alvarez és Cornog tömegspektrográffal kimutatták, hogy He³ a Föld légkörében is előfordul, azonban a He⁴-hez viszonyítva mindössze 1 : 1 200 000 arányban. Először termodiffúziós módszerrel igyekeztek a légkörből vett héliumban a He³ izotópot megfelelő mértékben feldúsítani. A magfizikai eszközök fejlődésével azonban sikerült olyan módszert találni, amellyel nagyobb mennyiségű tiszta He³ állítható elő. Ha ugyanis lítiumot neutronokkal bombáznak, tritium keletkezik, amely kb. tíz év felezési idővel β -elektronokat emittál, és közben He³-má alakul.

A He³ cseppfolyósítása először 1948-ban sikerült. Sydorik, Grilly és Hammel mérései szerint kritikus hőmérséklete 3,34 K°, kritikus nyomása pedig 875 Hgmm. 1949-ben Abraham, Weinstock és Osborn megvizsgálták a cseppfolyós He³ áramlását szűk kapillárison keresztül. Mint a 20. ábra mutatja, a mérések alapján kétségtelenül megállapítható, hogy a He³ 1 K° felett nem szuperfolyékony. Daunt és Heer a He³ és He⁴ keverékének áramlása alapján megállapították, hogy a He³ 0,25 K° felett biztosan nem rendelkezik szuperfolyékony komponenssel.

Ezek a kísérleti eredmények London és Tisza elmélete mellett szólnak. Landau elmélete alapján ugyanis nehezen magyarázható, miért nem rendelkezik λ -ponttal a He³ izotóp. Ugyanakkor

viszont a He II fizikai tulajdonságait Landau elmélete a tapasztalattal jobb egyezésben írja le, mint Tisza elmélete. A probléma végleges megoldásához, a He II fizikai természetének részleteiben is megnyugtató magyarázatához további kísérleti és elméleti vizsgálatok szükségesek. Egyes



20. ábra

kutatók szerint a problémák végleges tisztázása csak a folyadékok kvantumelméletének következetes kidolgozásától várható. Az ilyen irányú vizsgálatoknak, amelyek kétségtelenül Landau elméletéből kapták a kezdeti impulzust, vannak biztató eredményeik, ismertetésük azonban túlnő e dolgozat keretein.

Nagy Károly—Szabó János
Eötvös Loránd Tudományegyetem
Elméleti Fizikai Intézete, Budapest

IRODALOM

(Tekintettel arra, hogy a folyékony héliumra vonatkozó irodalom rendkívül gazdag, csak az összefoglaló jellegű munkákat idézzük. Ezekben további irodalmi utalások találhatók)

1. L. Meyer u. W. Band : Der gegenwärtige Stand des Helium-II-Problems, Naturwissenschaften, 36, 5 (1949).
2. K. R. Atkins : Wave Propagation and Flow in Liquid Helium II, Phil. Mag. Suppl. 1, 169 (1952).
3. R. B. Dingle : Theories of Helium II, Phil. Mag. Suppl. 1, 111 (1952).
4. L. D. Landau i E. M. Lifsic : Méhánika szplosnih szred, Moszkva, 1953.
5. J. G. Daunt a. R. S. Smith : The Problem of Liquid Helium — Some Recent Aspects, Rev. Mod. Phys. 26, 172 (1954).
6. F. London : Superfluids, Vol. II., New York, 1954.
7. C. J. Gorter : Progress in Low Temperature Physics, Vol. I., Amsterdam, 1955.
8. H. Halatnyikov : Gidrodinamika gélija II, Uszp. Fizics. Nauk, 59, 4 (1956).
9. K. Mendelssohn : Liquid Helium, Handb. d. Physik, Band XV., 370 (1956).

Az elektromágneses lencse demonstrálása Crookes-csővel

Flemming már 1897-ben közölte azokat a Crookes-csővel végzett kísérleteit, melyek általánosságban hű leírását adják az elektromágneses lencsének. Flemmingnek ezt az igen szemléltető kísérletsorozatát ismételtük és újítottuk meg.

A Crookes-cső köré az elektronsugár tengelyével megegyező mágneses térű tekercset helyeztünk el. A tekercs 0,3 mm-es huzalból készült és kb. 9000 menetet tartalmaz. Ellenállása közelítőleg 8000 ohm. A mágneses tér gerjesztésére 220 V-os egyenáramot használtunk. Igen jól használható a mágneses tér gerjesztésére a Koczkás—Borsányi-féle rádiópad egyenirányító része.¹

A Crookes-csövet magát Holtz-géppel tápláljuk. (Szikrainduktorral *ne* működtessük, mert a létrejött indukciósáram olyan jelentékeny hőhatású, hogy a Crookes-csőben levő máltai kereszt vagy csillag tartójáról leolvad.) Ha most az előbbiekben leírt tekercset a máltai kereszt és a cső vége között kb. ott helyezzük el, ahol az árnyékkép megjelenik, amennyiben a tekercsbe áramot vezetünk, az árnyék a cső tengelyére merőlegesen annak megfelelő irányban fordul el, hogy a gerjesztő áram milyen irányú volt.

Miközben a tekercs elfordul, a kereszt szárai kissé eltorzulnak, és az árnyék elülső éle élesebb, mint a hátsó. Észrevesszük a mágneses tér

gerjesztésekor, hogy az árnyékkép kisebb is lett, mint azelőtt volt. Növeljük most a tekercs áramát; az árnyék tovább csavarodik és a kép mérete tovább csökken. A tekercs áramának növelésével egyszerűen elérjük, hogy az árnyékkép ponttá zsugorodik össze. Ha most még tovább gerjesztjük a tekercs áramát, új — és az eredetinel nagyobb — keresztárnyék tűnik elő.

A mágneses lencse hatása tehát a fókuszállással, a kép átfordításával és a kép nagyításával az előbbiek alapján egyszerűen eszközölhető, és mivel a Holtz-géppel táplált Crookes-csőben az elhelyezett máltai kereszt, vagy csillag képe messzebből is jól észrevehető, nagyobb hallgatóság részére is demonstrálható.

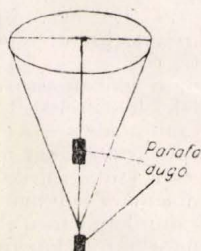
Középiskoláink fizika-szertárainak egy részében a Crookes-cső megtalálható, ezek a csövek kevés fáradsággal és költséggel átalakíthatók (a tekercsnek a Crookes-csőre való felesévévelésével) és az elektronmikroszkóp alapelveinek demonstrálása a fenti módon elvégezhető. Az Iskolai Taneszközök Gyára már ily módon felszerelt Crookes-csőket állíthatna elő és azok az iskolák, melyek nem rendelkeznek Crookes-csővel, amennyiben ilyen csövet beszereznek, már tekercsrel ellátott csövet vegyenek, mert ezzel szertáruk gazdagodik, bemutató kísérleteik száma gyarapszik és fizika-tanításuk jobbá válik.

Koczkás Gyula
Országos Sugárfizikai
Laboratórium

¹ Az első kísérleteket Tari Lászlóval és Huber Károllyal együtt végeztem.

Egyszerű kísérleti eszköz a felületi feszültség kimutatására Pohl szerint

A felületi feszültség tárgyalásánál be szoktuk mutatni, hogy a folyadék felszíne úgy viselkedik, mint egy kifeszített rugalmas hártya, mely a legkisebb területre akar visszahúzódní. Ennek kimutatása igen sokféle módon történhet.



1. ábra

Pohl volt tudtommal az első, aki arra gondolt, hogy kísérlettel azt is demonstrálja, hogy a folyadék felszínének ezen viselkedését a folyadék oldaláról, tehát „alulról” is demonstrálja. Ennek bemutatására egyszerű készüléket szerkesztett,

melyet az 1. ábrán látható drótvázból és parafa dugóból állított össze. Olyan nagyságú parafa dugót helyezett a drótvázra, hogy az egész rendszer fajsúlya ezáltal kisebb legyen a víz fajsúlyánál. Ha tehát a kis készüléket lenyomta a víz felszíne alá és ott eleresztette, akkor a drótváz a víz felszínére akart felemelkedni. A víz felszínén levő „hártya” azonban nem engedte, hogy a drótváz a vízből kiemelkedjék. A kísérlet rendkívül meglepő és frappáns.

Amikor Pohl eszközével kísérletet végeztünk, kezünkkel mindig megérintettük a folyadékfelszínt. Ez megengedhetetlen szépséghiba mert a kezünkhöz tapadt szennyeződések (rendszerint zsír) következtében a felületi feszültség is megváltozik. A Pohl-féle eszközre tehát egy hosszabb kiálló drótot helyeztünk el, s ennek segítségével a folyadékfelszín érintése nélkül az eszközt a folyadék felszíne alá nyomhatjuk.

A kísérlet szellemes, szemléletes, igen könnyen elkészíthető és így általános érdeklődésre számíthat.

Az eszközzel nemcsak azt mutathatjuk be, hogy a folyadék felszínén „alulról is van hártya”, hanem, ha megfelelően választjuk a parafadugó méreteit, úgy, hogy a víz és az eszköz fajsúlya között elég kicsi legyen csak a különbség, akkor azt is demonstrálhatjuk a készülékkel, hogy bizonyos anyagok a felületi feszültséget csökkentik. Ekkor a következőképpen járhatunk el:

A Pohl-féle eszközt a víz alá nyomjuk és azt elengedve, a készülék a vízfelszínre emelkedik, sőt még láthatólag nyomja is felfelé. Ekkor óvatosan

cseppentsünk — természetesen pipetta segítségével — étert a víz felszínére, ekkor a felületi feszültség kisebb lesz és — amennyiben jól választottuk meg eszközünk méreteit — az kiugrik a vízből, áttörve a víz felszínén levő „hártát”.

Hasonló kísérletek összeállítása révén a Pohl-féle eszközt igen hasznos és igényes demonstrációs eszközként használhatjuk fel tanításunkban.

Koczka Gyula
Országos Sugárfizikai
Laboratórium

EGYESÜLETI ÉLET — HÍREK

1917—1957

A magyar tudományos élet dolgozóit, köztük a magyar fizikusokat is megemlékeztek a Nagy Októberi Szocialista Forradalom 40. évfordulójáról. A Magyar Tudományos Akadémia ünnepi ülészaka elsősorban a Forradalom történet- és társadalomtudományi jelentőségével foglalkozott. Az Eötvös Loránd Fizikai Társulat november 4-i előadása ülése előtt Szigeti György jótékár méltatta az Októberi Forradalomnak a fizikai kutatások fejlődésére gyakorolt hatását. Külön ünnepi ülészeket rendeztek az egyetemek is. A Budapesti Műszaki Egyetemen többek között Simonyi Károly professzor tartott előadást a termionukleáris magfolyamatok békés energiatermelésre való felhasználásáról. A Budapesti Eötvös Loránd Tudományegyetemen pedig többek között Fényes Imre docens előadása hangzott el a magyar fizika újkortani fejlődéséről.

1957. ÉVBEN ELHANGZOTT BUDAPESTI ELŐADÁSOK AZ EGYESÜLETBEN

- Márc. 25. Jánossy Lajos : Elgondolások a látható fény struktúrájáról.
Ápr. 1. Láng László — Vorsatz Brunó : Beszámoló a VI. Nemzetközi Spektroszkópiai Kollokviumról.
Ápr. 8. Lukács József : Szilíciumkarbid nemlineáris ellenállások tökéletesítésére.
Ápr. 15. Jánossy Lajos — Fényes Ervin — Somogyi Antal : Beszámoló a Nemzetközi Kozmikus Sugárzási Konferenciáról.
Máj. 6. Simonyi Károly : A fúziós reaktorok megvalósításának lehetősége.
Máj. 13. Tomka Pál : Elektromisszió kristályokból deformáció után.
Máj. 20. Fényes Imre — Hoffmann Tibor — Pócsa Jenő — Szigeti György : Beszámoló az NDK-ban tett utazásról.
Máj. 27. Hedvig Péter : Atommag kvadrupól-spektroszkópia ultrarövid hullámokon.
Jún. 3. Gergely György : Beszámoló az 1956. évi párizsi Lumineszkáló Anyagok Kongresszusáról.
Jún. 17. Tarnóczy Tamás : Fizikusképzés Göttingában.
Jún. 24. Náray Zsolt : Beszámoló a kínai útról.
Okt. 28. Jánossy Lajos — Náray Zsolt : Interferencia-jelenség vizsgálata kis fényintenzitásoknál.
Nov. 4. Györgyi Géza : Beszámoló franciaországi utazásról.
Nov. 11. Szigeti György : Beszámoló a külföldi utazásokról (Garmisch-Partenkirchen, New-York, Moszkva, Erfurt).
Nov. 18. Bodó Zoltán : A félvezető kutatásokért Nobel-díjat kapott tudósok beszámoló előadásainak ismertetése

- Nov. 25. Domokos Gábor — Fényes Ervin — Gombosi Éva : Nagyenergiájú magkölesonhatások vizsgálata emulzióban.
Dec. 2. M. A. Markov (Egyesített Atommagkutató Intézet, Dubna) : A ritka elemi részek szerkezetéről.
30. Bródy Imre — Schmid Rezső díjkiosztó ülés.

Középiskolai tanári előadások

- Márc. 27. Gyarmati István : Alacsony hőmérsékletek fizikája.
Máj. 15. Szimán Oszkár : A fényképészeti kép (látens kép) keletkezése.
Jún. 12. Marx György : A világegyetem szerkezete a relativitáselmélet alapján.
Okt. 16. Marx György : Tükrözésszimmetrikus-e a természet?
Nov. 20. Boros János : A termisztor.

AZ ÉPÍTŐIPARI MŰSZAKI EGYETEM KÍSÉRLETI FIZIKAI INTÉZETE

Az Építőipari és Közlekedési Műszaki Egyetemnek jelenleg a Mérnökkarhoz tartozó Kísérleti Fizikai Intézete mai formájában mintegy tízéves múltra tekinthet csupán vissza. Kísérleti fizika tanszék azonban természetesen sokkal régebben, pontosan a Műegyetem alapítása (1857) óta működött kisebb megszakítással az egyetemen. A kísérleti fizika első tanára Stoczek József volt az akkor még egyetlen, általános és technikai természetű elnevezésű tanszéken, amelyből 1862-ben vált ki a kísérleti természettan tanszék, amelyet 1870-ig Szily Kálmán vezetett, majd Schuller Alajos, Tangl Károly, Pogány Béla voltak a tanszék vezetői. 1933—1947-ig lényegében szünetelt a tanszék, illetve beolvadt az egyetlen fizika tanszékbe Pogány Béla vezetése alatt; 1942-ben határozta el újból felállítását, tényleges működését azonban csak 1947-ben kezdte meg, amikor a már 1944-ben a tanszékre meghívott Gyulai Zoltán átvette a tanszék vezetését.

A tanszék ebben az időben csupán néhány helyiségből állt és semmiféle felszereléssel nem rendelkezett. Gyulai professzor vezetése alatt a 3 éves, majd az 5 éves terv keretében sikerült a tanszéket úgy felszerelni, hogy abban már lehetséges a korszerű oktató és tudományos munka. Komoly probléma a helyhiány, amely a tanszék még eredményesebb munkáját meglehetősen hátráltatja.

Az Intézet feladata három kar (mérnök, közlekedési és építész) hallgatóinak oktatása mind a nappali, mind a levelező tagozaton. Az összes előadásokon nagyszámú kísérlet kerül bemutatásra, amelyeket igyekeznek évről évre újjal kibővíteni, illetve tökéletesíteni. A kísérleti és demonstrációs anyag fejlesztése tehát az oktatómunka igen fontos része. Nem kevésbé fontosak a hallgatóknak tartott mérőgyakorlatok és tudományos diákkörök.

Az Intézetben folyó tudományos kutatómunka legfőbb témaköre a szilárd testek fizikája és ezek közül első-

sorban azok a területek, amelyeken Gyulai professzor és részben itt az Intézetben dolgozó volt tanítványai már hosszú évek óta dolgoznak. Szép eredményeket értek el eddig is a félvezetők fizikájának kutatása terén. Ezen a területen a főbb kutatási témák a következők: Alkali-halogenidek elektromos vezetőképessége, Színcentrumok és vezetőképesség közötti összefüggés, alkali-halogenidek ionos és elektron vezetése, Abszorpciós és lumineszcencia vizsgálatok alkali-halogenideken.

További félvezetővizsgálatok folynak V_2O_5 kristályokkal. Ezekből a kristályokból termisztorok készültek. A vizsgálatok egy másik csoportja ezeknek a termisztoroknak tulajdonságaival és alkalmazhatóságával foglalkozik.

Az Intézet másik témacsoportja a kristályosodás kérdésére vonatkozik. Alkali-halogenid kristályok előállítása mérési célokra. Az Intézet foglalkozott hazánkban először mesterséges kvarc előállításával. A sikeresen lezárt kísérlet-sorozat után a jelenleg folyó kutatás a kvarc-kristályok szerkezetével és növekedési mechanizmusával foglalkozik. Ebbe a témakörbe tartozik V_2O_5 kristályok előállítása is. Gyulai Zoltán professzor személyes vezetésével külön kutatócsoport foglalkozik a kristálymagképződés mechanizmusával, túkristályok növekedési feltételeinek tanulmányozásával, ily kristályok szilárdsági tulajdonságaival és a kristálynövekedés feltételeire vonatkozó elméleti számításokkal, valamint a kristálynövekedésnél fellépő átmeneti határtereg problémáival. Ide kapcsolódnak kristályplaszticitási, diszlokációs, valamint rekristallizációs kutatások.

Végül külön kell megemlíteni a bitumenek belső sűrűlődsével kapcsolatos vizsgálatokat. Az erre a célra épített kísérleti berendezést jelenleg kristályos parafin belső sűrűlődsének meghatározására használják, folyamatban van egy berendezés készítése egymáson csúszó kristályos felületek sűrűlődsének vizsgálatára.

A Magyar Tudományos Akadémia megbízásából Gyulai professzor irányítja a hazai fizika történeti kutatásokat is, ezeket a kutatásokat eddig külső munkatársak végezték, Jakucs István debreceni ny. gimnáziumi tanár és Urbán Barna sárospataki tanár. Jelenleg Zemplén Jolán dolgozik egy összefoglaló nagyobb terjedelmű könyvön a magyarországi fizika történetéről.

A KÜLFÖLDI HIREI

1957. IX. 23. és 28. között Páduában ill. Velencében az elemi részecskék fizikájával foglalkozó nemzetközi konferenciát tartottak. A konferencia előadói (különösen S. Goldhaber és munkatársai) igen sok, a K-mezonok és nukleonok kölcsönhatására (szóródás, befogódás) vonatkozó kísérleti adatot ismertettek. Nagy figyelmet keltett W. Heisenberg előadása, amelyben az anyagot alkotó összes elemi részecskék egységes térelméletének kidolgozására irányuló kutatásairól számolt be. A gyenge kölcsönhatások elméletének nehéz problémáiról az 1957. évi Nobel-díjjal kitüntetett Lee professzor adott áttekintést. — A konferencián résztvevő magyar küldöttség tagjai Szalay Sándor professzor, Marx György doktor, Csikai Gyula, Fenyves Ervin és Kisdi Dávid kandidátusok voltak. Szalay professzor a bétabomlás problémáinak tisztázását elősegítő, Csikai Gyulával közösen végzett kísérleteiről számolt be. Fenyves Ervin kutatócsoportjágak egy nagyenergiájú jet-en végzett méréseit ismertette.

*

Niels Bohr, a koppenhágai egyetem tanára kapta meg első ízben a washingtoni Nemzeti Tudományos Akadémia nemrég alapított „Atomhékdíját”, amellyel 75 000 dollár jár.

*

1957. október közepén rövid látogatásra Budapestre érkezett Vaclav Votruba, a prágai Károly-egyetem tanára, a dubnói Egyesített Atommagkutatóintézet helyettes igazgatója. Votruba professzor előadást tartott az Eötvös-egyetem Elméleti Fizikai Intézetében az elméleti fizika legidősebb kérdéseiről: a paritásérték kölcsönhatásoknak az elméletbe való beépítéséről, a neutri-

nóra és az erős kölcsönhatások töltésfüggetlen jellegére vonatkozó legújabb kísérleti eredményekről.

*

Az Egyesült Államokban 1955/56-ban az állam több mint 2200 millió dollárt fordított tudományos kutatásokra. — 1953-ban az ipari kutatások támogatása 5000 millió dollárt tett ki összesen. Ebből az összegből az ipar 3700 millió dollárt kapott. A National Science Foundation jelentése szerint az amerikai kormány ennek mintegy egyharmadát vállalta magára. — Angliában az illetékes szervek által közzétett adatok szerint 1955-ben 325 millió fontot költöttek ipari kutatásra. Ebből az államot 250 millió dollár terhelte.

*

1957. november 19. és 27. között a Szovjetunió Tudományos Akadémiája konferenciát rendezett a kis- és közepes energiájú magreakciókról. A konferenciának több mint 50 külföldi résztvevője volt: az USA-ból Martin Deutsch, Barschall, Angliából Wilkinson, Flowers vettek részt, ezenkívül számos országból érkeztek résztvevők. Kanada, Franciaország, Dánia, Svédország, Lengyelország, Jugoszlávia, Németország, India, Egyiptom, Bulgária, Csehszlovákia, Olaszország küldöttei mellett négy magyar fizikus vett részt az értekezlet munkájában: Orbán György, Marx György, Kiss Dezső és Györgyi Géza.

*

A L. Rosenfeld manchesteri egyetemi tanár szerkesztésében megjelenő Nuclear Physics c. folyóirat most ér második évfolyamának végére. Annak ellenére, hogy a világ tudományos eredményeinek követését a tudományos folyóiratok nagy száma igen nehézé teszi, ezen új havilap megjelenését örömmel fogadták a kutatók. E lap kizárólag a magfizikai kutatásokat kívánja felölelni és így alkalmazkodik a modern fizika előrehaladásának egyik nélkülözhetetlen alapfeltételéhez: a nagyfokú specializálódáshoz. Szerkesztőbizottságának tagja Jánossy Lajos is.

A Nuclear Physics figyelmet szentel a hazánkban folyó fizikai kutatásoknak. Rosenfeld professzor 1956-ban tett budapesti látogatása után az egész magyar fizikai életéről áttekintést adó beszámolót közölt a Nuclear Physics-ben. Beszámolt a lap a nyár elején Balatonvilágoson az elemi részecskék fizikájáról tartott kolokviumról is.

A folyóirat állandóan közli magyar kutatók dolgozatait. Gombás Pál megjelent dolgozata az atommag statisztikus elméletével foglalkozik. Jánossy Lajosnak Bozókival és Fenyvessel közösen írt cikke a kozmikus sugárzás nem-ionizáló komponensének vizsgálatával foglalkozik. Marx György 1956-ban megjelent munkája a relativisztikus effektusok fontosságára mutat rá a nehéz magok kötési energiájának telítettségének értelmezésénél. Erő János és Keszthelyi Lajos dolgozata a jcd magfotoeffektusa hatáskeresztmetszetének méréséről számol be. Zifanyi (Mráz) József az irridium gammasugárzásának iránykorrelációjára vonatkozó vizsgálatát ismertette a lapban. Györgyi Géza egy rövid közleményben a nukleonok közötti rövid hatótávolságú taszítóerőnek a magok nívósorrendjére való hatását vizsgálta meg. Györgyi másik dolgozata az antinukleonok izotópspinjével és a nukleontér szimmetriatranszformációival foglalkozik. Román Pál pedig a könnyű részecskék töltésmultiplettekbe való besorolására tett kísérletet a Nuclear Physicsben közölt dolgozatában.

*

Az elmúlt év nyarán elhunyt F. Mögliche, aki a berlini Humbolt-Egyetem elméleti fizika professzora, a Német Fizikai Társulat egyik elnöke, a Német Tudományos Akadémia félvezető-kutató intézetének vezetője és az Annalen der Physik szerkesztője volt. Mögliche tudományos munkássága sok területre kiterjedt, különösen ismertek a gázkiszülésekkel és a szupravezetéssel kapcsolatos kutatásai. Sok magyar fizikushoz személyes barátság fűzte, néhány éve Budapesten is járt és előadást is tartott. A német fizikusok gyászával a magyar fizikusok is együttéreznek.

FENYVES ERVIN: ATOMMAGSUGÁRZÁSOK MÉRÉSE

(Akadémiai Kiadó 1956)

Kutatási és ipari célokra ma már nagy mennyiségben áll rendelkezésre sugárzó izotóp, továbbá esetleges atombombabarobbanáskor szintén sok sugárzó atommag keletkezhet. Az atommag-sugárzások veszélyesek az élő szervezetre. A sugárzás pillanatnyi intenzitását ismerve tehetjük meg az óvintézkedéseket, illetve az élő szervezet által abszorbeált sugárdózis meghatározása után kell az orvosi segítség módját meghatározni.

A könyv röviden, 100 oldalon ismerteti a sugárzás-mérés feladatkörét és a méréshez szolgáló készülékeket. A könyv értékét nagymértékben emeli, hogy a KFKI Radiológiai Osztályán kidolgozott sugárzásmérő berendezéseket ismerteti, tehát olyanokat, amelyeket előbb-utóbb minden sugárzásokkal foglalkozó kutató, ipari szakember használni fog hazánkban.

Az első rész átfogó ismereteket nyújt az olvasónak az atommagsugárzások fajtáiról, a mértékegységekről az élő szervezetre gyakorolt hatásokról stb.

A második részben általánosságban ismerteti a szerző a β - és γ -sugárzások mérésére szolgáló dózismérő, dózisintenzitásmérő és fertőzőitásmérő berendezéseket. A harmadik részben, a függelékek között találjuk a KFKI Radiológiai Osztályán kidolgozott készülékek részletes leírását, fényképét, specifikációit, továbbá hasznos táblázatokat, amelyek segítségével sugárvédelmi számításokat egyszerűen hajthatunk végre.

A könyv olyan ügyes, használható összefoglalás, hogy csak néhány apróságot lehet kifogásként, javítanivalóként felemlíteni: Helyes volna a könyv 2. kiadásánál a radioaktív sugárzásokra vonatkozó magyar szabványokat is bevenni, továbbá az elektronikus készülékek leírásánál a kapcsolási elemek értékét is megadni.

K. L.

O. RICHTER—R. VOSS: A FINOMMECHANIKA SZERKEZETI ELEMEI

(Műszaki Könyvkiadó 1955)

A kísérletező, bármely szakterületen működik is, lépten-nyomon mechanikai problémákba ütközik. Ezzel kapcsolatban példaként nemcsak az optikai berendezésekre utalunk, melyek akár csak segédeszközként számos kísérletben előfordulnak, hanem az atom és elektronfizika különböző területeire is, ahol pl. céltárgyak, fókuszáló rendszerek finom állítása stb. nap mint nap felmerülő szükségességet jelent. Gyakori ilyen esetekben az is, hogy a kísérletező, aki a finommechanika területének esetleg nem specialistája, egyszerű — a finommechanikában jól ismert — problémák megoldásával hosszú időt tölt el, vagy kevésbé célszerű megoldásokat alkalmaz, melyek megbízhatóság és célszerűség szempontjából nem a legmegfelelőbbek és így a kísérleti munka sok nehézségnek, bosszúságnak forrása.

Kevesen tudják a kísérletezők között, hogy a fent említett finommechanikai problémák megoldására kiváló kézikönyv — Richter-Voss: A finommechanika szerkezeti elemei — áll rendelkezésre, amelyben a finommechanika területén kevésbé járatos kutató is gyorsan megtalálhatja a problémájának megoldásánál alkalmazható eljárást, szerkezeti megoldást.

Richter és Voss könyvének kézikönyvként való alkalmazását nagymértékben megkönnyíti világos, áttekinthető szerkezeti felépítése. A könyv öt fejezetre tagozódik. Az Első fejezet a különböző nem oldható kötések (hegesztés, forrasztás, ragasztás, beágyazás, sajtolás, szegecselés stb.) és az oldható kötések (ékkötés, csavarrágás, bajonettkötés) tárgyalásával foglalkozik. Mivel a

fenti kötési eljárások erősen függenek a kötésre kerülő anyagok tulajdonságaitól, részletesen foglalkozik a technológia szempontjaival is. A Második fejezet a vezetés — az egyenesben vezetés és a csapágyazás — kérdéseivel foglalkozik, és ennek kapcsán kitér a kenés és illesztés kérdéseire. A Harmadik fejezetben található a vezetett mozgás akadályozása. Ebben a vezetett mozgás teljes megakadályoztatására (pl. gömbcsuklók), a vezetett mozgás egy irányú megakadályozására (pl. kilincsművek) és a vezetett mozgás engedő akadályozására (pl. sokállású kapcsolók) kidolgozott szerkezeti megoldásokat találjuk. A Negyedik fejezet a hajtás problémakörét öleli fel. Először az energiatárolás különböző forrásait (hajtósúlyok, rugók) ismerteti, majd az energiaközlés, többek között tengelykapcsolók, súrlódásos mozgátás (dörzskerekes hajtás) fogaskerék-hajtás, ékmozgatás, emelőkaros mozgátás, kérdéseire tér ki. Az Ötödik fejezetben találjuk a sebességszabályozás céljaira (fékezés, csillapítás, sebességstabilizálás) alkalmazható megoldások összefoglalását.

Az összes fejezetekben megtalálhatók a tárgyalta anyag elméleti alapjai, szerkezeti megvalósítás rajzai, valamint részletes és gondosan összeválogatott technológiai szempontok. Ezeket egészítik ki az egyes fejezetek végén megadott bőséges irodalmi utalások, melyekbe a magyar kiadás szerkesztői a hazai irodalmat is beleillesztették.

Természetesen meg kell említeni, hogy Richter és Voss eredeti könyve elsősorban a finommechanikával foglalkozó szerkesztőnek készült. Jó felépítése, világos, gördülékeny tárgyalásmódja — úgy gondoljuk — számos kísérletező fizikussal fogja bővíteni a könyv olvasóinak és használóinak táborát.

A könyv igen gondos szerkesztésben és fordításban, valamint szép nyomdatechnikával került kiadásra.

N. Zs.

CSILLAGÁSZATI ÉVKÖNYV AZ 1957. ÉVRE

(Gondolat Kiadó)

A Társadalom és Természettudományi Ismeretterjesztő Társulat Csillagászati Szakosztálya évről évre Csillagászati Évkönyvet ad ki. Az évkönyv első része az amatőr csillagászok számára fontos csillagászati táblázatokat és az égen az év folyamán látható jelenségek leírását tartalmazza. A második rész beszámoló a szabadsághegyi Csillagvizsgáló Intézet, az Uránia Csillagvizsgálók és a TTIT Csillagászati Szakosztályának munkájáról. A harmadik részben a csillagászáttal kapcsolatos cikkeket olvashatunk.

A csillagászati táblázatok nélkül a sokszor komoly megfigyelési munkát végző amatőr csillagászok aligha tudnának dolgozni. De a nem csillagász olvasó számára is érdekes például, hogy mikor milyen fogyatkozásokat lehet látni, mikor várható hullócsillagok stb.

A beszámolók sorában elsőnek Detre László igazgató ismerteti a Csillagvizsgáló Intézet 1955-ben végzett munkáját. Kár, hogy a beszámoló mindig elmarad egy évről, és így most még csak a tavaly előtti eredményekkel ismerkedhetünk meg. Ennek nyilván az az oka, hogy az Évkönyv anyagát jóval év vége előtt nyomdába kell adni. Érdemes volna azonban valami módot keresni az elmaradás megszüntetésére. Hiszen csak az Évkönyvből ismerhetjük meg a csillagászok eredményeit, innen láthatjuk, hogy az Intézet igen kis létszáma és nagyon szerény anyagi lehetőségei ellenére is — nemzetközileg számottevő eredményeket értek el. A nemzetközi elismerést mutatja, hogy tavaly ősszel Budapesten rendeztek nemzetközi változócsillagok-kongresszust. Sajnos, erről a kongresszusról is csak a következő Évkönyvben lehet majd olvasni.

A következő beszámólót Róka Gedeon szakosztályi titkár írta a TTIT Közponi Csillagászati és Matematikai Szakosztályának tavalyi munkájáról. A TTIT közkedvelt

csillagászati előadásain kívül beszámol a Csillagok Világa című ismeretterjesztő folyóirat megindulásáról. E lapban az is talál érdekes olvasmányt, aki csak távolabbról érdeklődik a csillagászat problémái, eredményei iránt, és az is, aki amatőr csillagászként műveli ezt a tudományt. Jelentős eredmény volt tavaly az Asztronautikai Munkabizottság megalakulása. A bizottság feladata a megvalósuláshoz közeledő űrhajózás problémáinak népszerű ismeretése és tájékoztatás a legújabb eredményekről.

A Budapesten és nyolc vidéki városban ismeretterjesztő munkát végző, a nézőknek sokszor rendkívüli élményt nyújtó Űrária bemutató csillagvizsgálók munkáját Kulin György és a vidéki titkárok ismeretik.

A beszámoló után elsőnek Antonie Panekóék: A csillagászat eredete című cikkét olvashatjuk. A szerző rendkívül komoly felkészültséggel mutatja meg azt az utat, amelyen a csillagászat az ősember babonás képzeitől az ep ciklusok tanáig, vagyis a tudományos csillagászat kezdetéig eljutott. Anélkül, hogy mechanikus kapcsolatot keresne a termelés és a tudomány között, megmutatja, hogy az élet szükségletei hogyan szorították rá a csillagászokat a megfigyelések pontosabb tételére és arra, hogy — ha megmagyarázni még nem tudják is a jelenségeket —, legalább előre jelezzék őket. Nagyon érdekes látni, hogy hogyan fonódott össze az égbolt vallási okokból történő figyelése a mindennapi élet problémáinak megoldásával.

Dezső Loránd arról ír, hogy mivel foglalkozik a csillagászat. A jelenlegi és jövőbeni alkalmazási lehetőségek és a kutatási módszerek ismertetése után áttekintést nyújt a csillagászat főbb fejezeteinek problémáiról.

Izsák Imre A matematika szerepe a csillagászatban című cikkében az észlelési adatok feldolgozásához szükséges matematikai módszereket ismerteti népszerűen. Megmutatja, hogy hogyan lehet a talált szabályosságokat matematikai képletek alakjában felírni, vagy a matematika segítségével szabályosságot találni a kuszának tűnő adatokban.

A csillagászat igen szoros kapcsolatban van a fizikával. Ennek az eredménye, hogy két fizikus is írt az Évkönyvbe. Az első Marx György cikke: Az elemi részecskék szerepe a világmindenség felépítésében, a második Szimán Oszkáré: Fényképezés a csillagászatban.

Marx György izgalmas témájú cikkének bizonyára sokan örülnek. A cikk népszerű összefoglalása mindannak, amit ma az elemi részecskékről tudnak a fizikusok. Az atomok és atommagok szerkezetéről szerzett ismeret-

teink fejlődésének leírása után megismerteti az olvasót az egyes részecskék sajátos feladataival, vagyis hogy melyek tekinthetők építőköveknek, és melyek az építőköveket összetartó „vakolatnak”. Részletesebben foglalkozik az anti-részecskék tulajdonságaival. Az asztrofizika fontos problémája, hogy hogyan keletkeznek a különféle atommagok. Az ezzel kapcsolatos elgondolásokat is ismerteti a szerző. Végül elmondja, hogy mit tud a fizika a neutrínó, a mezonok, és a legújabban felfedezett „ritka elemi részek” szerepéről. (Kár, hogy az elemek gyakoriságának táblázatába több sajtóhiba csúszott. Pl. *cérium* helyett is *céziumot* szedett a nyomda, *Pu* helyett *Pt-t*, *szamarium* helyett *sandriumot* stb.)

A csillagászat legutóbbi évtizedekben elért eredményeiben nagy szerepe volt a fényképezésnek. Erről a „csillagászati segédtudományról” írt érdekes cikket Szimán Oszkár. A fényképezés csillagászati jelentőségének megmutatása után a használatos műszerek optikai tulajdonságait ismerteti, majd leírja az egyes égitestek fényképezésében elért eredményeket. Ezután a fényképezés különböző alkalmazási területeiről olvashatunk. Befejezésül megismerkedhetünk a csillagászati fényképezés elméleti alapjaival.

Mit tudunk az üstökösök, kisholygók és meteorok eredetéről? Erről, a — ha más miatt nem, de az idén látott Arend-Roland és Mrkos üstökös miatt — bizonyára mindenkit érdeklő kérdéssel írt Herczeg Tibor. A cikkből megismerhetjük ennek a háromfajta égitestnek a tulajdonságait, a keletkezésükről alkotott elméleteket és ezen elméletek összefüggését egyes kozmogóniai hipotézisekkel. Megtudjuk, mi a tényekkel pillanatnyilag legjobban összhangban álló elmélet: valószínűleg egy, a Földhöz hasonló bolygó keringett a Mars és Jupiter pályája között, ez a bolygó szétesett, darabjaiból keletkeztek azután a Naprendszer apró égitestei.

A kötet befejező cikke Sinka József írása: Az űrhajózás kultúrtörténete. A szerző idézetekkel tarkítva bemutatja azokat a mondákat, legendákat, eposzokat és újabb irodalmi alkotásokat, amelyek a világűrben tett utazásokról szólnak.

Az idei Csillagászati Évkönyv értékes folytatása az eddigieknek és a régi Stella Almanachoknak. Cikkei hasznosak, érthetők és érdekesek. Csak annyit kérünk a kiadótól, hogy jövőre a szokottnál előbb, az év letelejére jelentesse meg az Évkönyvet.

P. L.

A FIZIKAI TUDOMÁNY HALADÁSÁBÓL

Függ-e a fény terjedési sebessége a fényforrás mozgásától? Einstein speciális relativitáselméletének egyik alappillére a fénysebesség állandóságának elve. Eszerint a fény terjedési sebessége, függetlenül a fényforrás, vagy az észlelő mozgásától, vákuumban $3 \cdot 10^{10}$ cm/sec. A speciális relativitáselmélet a tér és idő fogalmának nagymértékű revízióját követelte. Az elektrodinamikai és optikai jelenségekre is érvényes relativitási elvet ezért nem mindenki volt hajlandó az Einstein által javasolt formában elfogadni. Így pl. W. Ritz, aki messzemenően bízott a newtoni mechanika érvényességében, elvetette a fénysebesség állandóságának elvét, annál is inkább, mert ezt akkor — a századforduló tájékán — még nem bizonyították teljesen meggyőző kísérletek. Ritz szerint a fény valóságos terjedési sebessége a nyugvó éterhez viszonyított fénysebesség és a nyugvó éterhez képest mozgó fényforrás sebességének vektori összege. Így tehát érthető, mondta Ritz, hogy a Michelson-kísérlettel nem lehet az éterhez viszonyított mozgást kimutatni, hiszen Michelson földi fényforrást használt. Ritz még egy olyan elektrodinamikát is kidolgozott ezen az alapon, amelyik a Galilei-féle relativitás elvnek megfelelő. A Ritz-elméletet csak kísérleti alapon lehetett megdönteni. 1913-ban de Sitter a kettőscsillagok színképének vizsgálata közben olyan eredményekre jutott,

amelyek Ritz eredményeivel összeegyeztethetetlenek voltak. Ez azonban nem bizonyult elegendőnek. Moon¹ és Spencer 1953-ban megállapították, hogy de Sitter következtetéseinek jogossága nem kétségtelen a csillagászati távolságok miatt. A. M. Boncs-Brujevics² 1956-ban közölt egy olyan mérési eljárást, mellyel a problémát el lehet dönteni. Boncs-Brujevics fényforrásként a Nap egyenlítőjének két szélső pontját használta, ez a két pont egymáshoz képest kb. 4 km/sec sebességgel mozog. Ha a Ritz-elméletet fogadjuk el, akkor a Nap egyenlítőjének egyik széléről érkező fény sugar nem ugyanannyi idő alatt fut végig egy adott távolságot, mint a másik szélső pontból érkező. A befutási idők közti különbséget, mint a fény sugar fázisában beálló változást egy nagy felbontóképességű fazométerrel meg lehet mérni. A fázisváltozás a számítások alapján v/c -vel arányosnak adódik (v a fényforrás sebességének megváltozása a két fény sugar esetében). A mérést a pulkovói csillagvizsgálóban végezték el és fázisváltozást nem észleltek. Így egy v/c -ben elsőrendű effektussal bebizonyították, hogy a fény terjedési sebessége független a fényforrás mozgásától.

¹ Moon—Spencer: Journ. Opt. Soc. Am. 43. 675. (1953).

² A. M. Boncs-Brujevics: Optika i Szpektroszkopija 1. (1956). — Dokladi A. N. 109. 481. (1956).

⁹⁸Cf²⁵² spontán hasadásból származó neutronok energiaelosztása. A transzurán elemek előállításával a spontán hasadó atommagok száma emelkedett. Felezési idejük igen tág intervallumban mozog, 3 órától 10¹⁷ évig terjed. A kalifornium-252 spontán hasadásának felezési ideje aránylag kicsi (60 év), és minden hasadásnál átlagban 3,82 ± 0,12 neutron keletkezik. Ezen neutronok energiaelosztását Hjalmar, Slätis és Thompson határozták meg fotoemulziós módszerrel. A neutron sugárzásnak kitett emulzióban a zselatin magas hidrogéntartalma folytán neutron–proton ütközés jön létre. A meglökött protonok energiájából, valamint a proton és a neutron iránya által bezárt szögből a neutron energiája meghatározható. Az energiamérés alsó határa 0,4 MeV, mivel ezen energiaérték alatt levő pályákat össze lehet tévesztetni a véletlenül összeállt szemcsékből képződött al-nyomokkal.

A szerzők az oldatban levő Cf²⁵² izotópot 3 mm átmérőjű platina fólián elpárologtatták és ezután lefedték egy másik fóliával, ami a zavaró alfa-sugárzást abszorbeálta. Az így készült preparátumot Ilford C2 100 μ vastag emulzióra helyezték. Két hét expozíciós idő után, a protonnyomok mérésével meghatározták a spontán hasadásból származó neutronok energiaelosztását. A geometriai és neutron–proton ütközési hatáskeresztmetszet korrekciók elvégzése után, 2 MeV energia felett a spektrum alakjára a kísérleti eredményekből a következő formulát nyerték

$$N/E = \text{const} \sqrt{E} \cdot e^{-0,92 E/1,29}.$$

2 MeV alatt az észlelt intenzitás kisebb volt, mint a formula alapján várt érték. Ezt a szerzők a rövidebb pályáknál fellépő észlelési nehézségeknek tulajdonítják.

Szembevetve a hasonlatosság a Cf²⁵² spontán hasadásánál és a lassú neutronokkal gerjesztett U²³⁵ hasadásánál fellépő neutronok energiaeloszlása között. Ez utóbbit jól leírja az

$$N/E = \text{const} \sqrt{E} \cdot e^{-E/1,29}$$

formula. A különbség csak annyi, hogy a Cf²⁵²-nél az energia 0,92 faktoral szorozva van, azaz a neutronok energiája kb. 6%-kal nagyobb. (Arkiv. f. Fys. 10, 357 (1956). B. E.

Az N-típusú csillagok spektrumában megfigyelt kékeszöld sávok laboratóriumi gerjesztése. Bizonyos N-típusú csillagok színképében látható egy kékeszöld sávrendszer. Ez némely csillagnál (pl. RY Draconis) nagyon intenzív és uralja az egész színképet. A sávrendszert 1926-ban Merill és Sanford fedezték fel. Az a molekula, amelyiktől ezek a sávok származhatnak, egészen mostanáig ismeretlen volt. Különböző üstökösöknél is megfigyeltek eddig még nem azonosított sugárzási jelenségeket ugyanabban a hullámhossztartományban. Több kutatónak

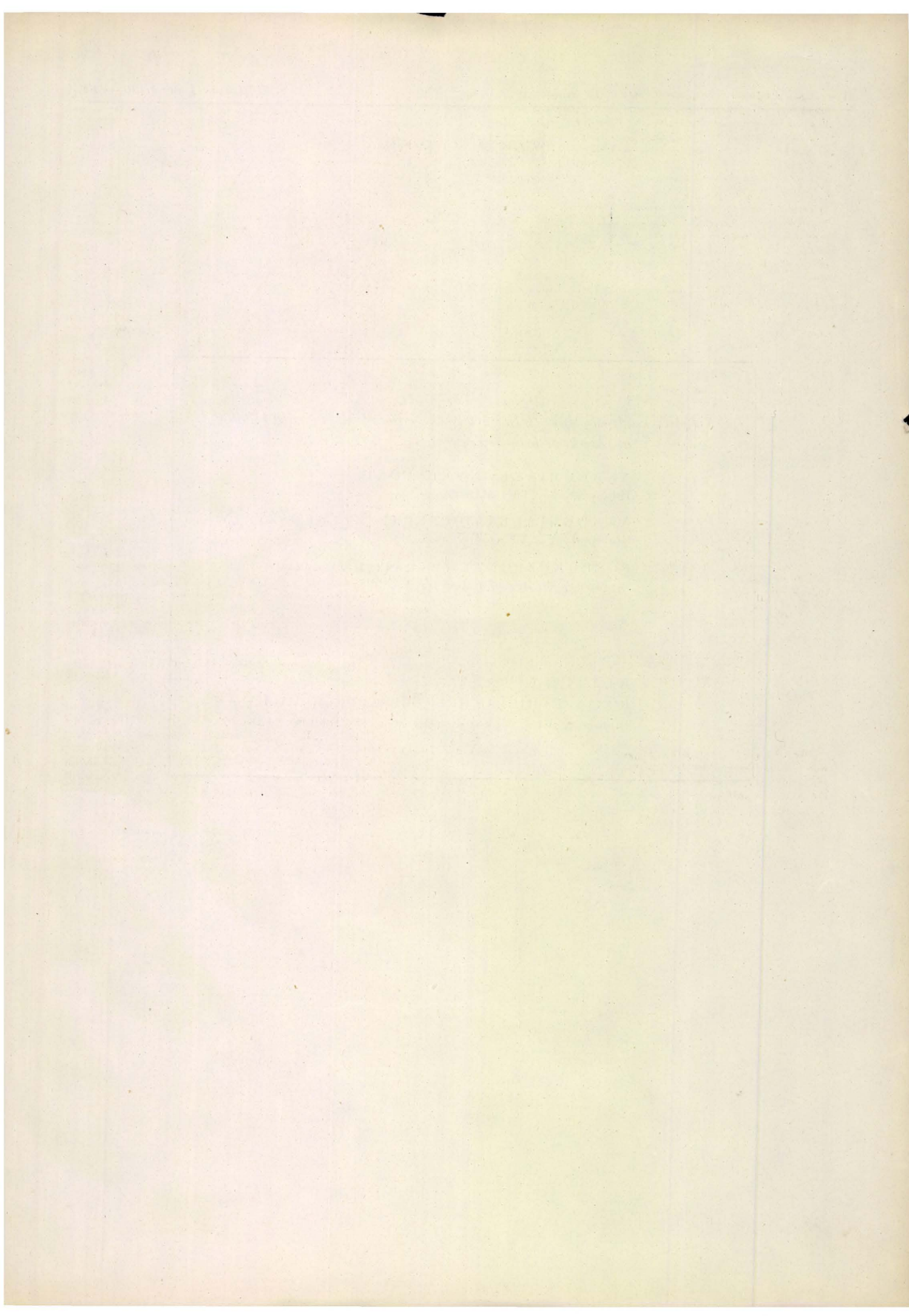
(Swings, McKellar és Minkowski 1943; Jose és Swings 1950.) az volt a véleménye, hogy ez a sugárzás ugyanattól a molekulától származik, mint amelyik az N-típusú csillagoknál észlelt sávrendszert emittálja. Az üstökösök megfigyelt adatainak kiértékelése azonban nagyon nehéz a C₂ molekula Swan sávjainak jelenléte miatt és jelenleg az egyetlen biztos megállapítás az, hogy a 22 4600–6700 Å tartomány emittálásában ez ideig még azonosítatlan molekulának (vagy molekuláknak) kell szerepet játszania.

Újabban sikerült az N-típusú csillagok színképében megjelenő kékeszöld sávokat laboratóriumi fényforrással gerjesztetni és nagy diszperzióval lefényképezni. Tekintélyes bizonyíték utal arra, hogy a sávok emittálója a SiC₂ molekula.

A laboratóriumi gerjesztés a következőképpen történt: King-féle kemence grafitcsővébe szilikont bocsátottak és a hőfokot 2200–2250 C°-ig emelték. Ekkor 2 4977 Å-nél egy vörös felé árnyékolt sáv figyelhető meg emisszióban. Amint a hőfok 2300–2400 C°-ig emelkedik, a gáztér kék színű lesz és 22 4640, 4867, 4906, 5128 és 5198 Å-nél az előzőnél gyengébb, vörös felé árnyékolt sávok jelentkeznek. Ugyanekkor, a hőmérséklet emelkedésének megfelelő gyorsasággal erősödve egy folytonos háttér keletkezik úgy, hogy 2450–2500 C°-nál a sávok a kontinuummal át vannak fedve. Ez a kontinuum csak szilikon jelenlétében figyelhető meg. A sávrendszer és a kontinuum intenzitását összehangba hozva, a sávokat 2300 és 2400 C° közötti hőmérsékleten fényképezték. A sávok intenzitása az idővel arányosan fokozatosan csökken, mialatt a C₂ molekula Swan-sávjai – amelyek aránylag gyengék – közvetlenül a friss szilikon adagolása után erősségben növekednek. Ha a kemencét egy órán át vagy azon felül is 2400 C°-on tartották, a sávok és a folytonos háttér eltűntek és a C₂ molekula intenzív színképe jelent meg.

A kemencét a kísérleteknél argonnal vagy héliummal töltötték 1/2 atm nyomás mellett, de a kékeszöld sávok ugyanígy előállíthatók hidrogén, deutérium vagy nitrogénnel is. A sávok abszorpcióban is megjelennek, de kísérletileg megfelelőbbnek bizonyult emisszióban fényképezni. A fényképezés konkáv-rács-spektrográffal történt, másodrendben, 1,25 Å/mm diszperzióval. Az expozíciós idő 1–15 perc között ingadozott.

A Merill (1926) és Sanford (1926) által megfigyelt kékeszöld sávokat részleteiben McKellar (1947) tanulmányozta, a sávfejek hullámhosszát megmérte. Sanford nemrégiben (1950) a VX Andromedae színképének nagy diszperziójú felvételeit publikálta, amelyeken jól láthatók az erős kékeszöld sávok. A felvételek összehasonlítása és a mérési adatok összevetése alapján bizonyosnak látszik, hogy az N-típusú csillagok színképében levő kékeszöld sávok azonosak a laboratóriumban előállított sávokkal. A gerjesztési feltételek és a spektrum megjelenési formája alapján a sávokat a SiC₂ molekulának tulajdonítják. (Astrophys. Journ. 123, 162 (1956). D. I.



*Folyóiratkiadványaink előfizethetők és számonként is vásárolhatók
a következő helyeken:*

AKADÉMIAI KÖNYVESBOLT,
Budapest, V., Váci utca 22.

AKADÉMIAI KIADÓ TERJESZTÉSI OSZTÁLY,
Budapest, V., Alkotmány utca 21.

POSTA KÖZPONTI HÍRLAPI IRODA,
Budapest, V., József nádor tér 1.



Külföldön terjeszti a

KULTÚRA
KÖNYV- ÉS HÍRLAP KÜLKERESKEDELMI VÁLLALAT,
Budapest, VI., Népköztársaság útja 21. Telefon: 429—760.